

**Messung der Vektoranalysierstärke
der Reaktion $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$
im Energiebereich $E_p = 0,45 \text{ MeV}$ bis $0,85 \text{ MeV}$
und Untersuchungen zum Niveauschema
des ^{20}Ne -Kerns**

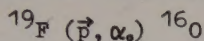
Dissertation
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaft
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Otto Traudt
geboren in Urspring

Mainz 1979

1980

MESSUNG DER VEKTORANALYSIERSTÄRKE DER REAKTION



IM ENERGIEBEREICH $E_p = 0,45 \text{ MeV}$ BIS $0,85 \text{ MeV}$ UND
UNTERSUCHUNGEN ZUM NIVEAUSCHEMA DES ^{20}Ne -KERNES

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Grades

" D o k t o r

d e r N a t u r w i s s e n s c h a f t "

am Fachbereich Physik

der Johannes - Gutenberg - Universität

in Mainz

Otto Traudt

geboren in Urspring

Mainz 1979



1. Referent: Prof. Dr. H. Wäffler

2. Referent: Prof. Dr. J. Kluge

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Februar 1980

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
2. Übersicht über die bisherigen Messungen der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$ und deren Interpretation	4
3. R-Matrix-Formulierung der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$ unter Einbeziehung eines Direktreaktionkanals	9
3.1. Wahl der Meßmethode	9
3.2. Reaktionskanäle und formale Beschreibung der Reaktion $^{19}\text{F}(\vec{\text{p}}, \alpha_0)^{16}\text{O}$	11
3.3. Beschreibung der Übergangsmatrix U im R-Matrix-Formalismus	15
4. Messung der Analysierstärke der $^{19}\text{F}(\vec{\text{p}}, \alpha_0)^{16}\text{O}$ -Reaktion	21
4.1. Die Quelle polarisierter Protonen und Strahlführung	21
4.2. Nachweiselektronik	22
4.3. Herstellung der Targetfolien	25
4.3.1. Wahl des Mischungsverhältnisses $^7\text{Li}:^6\text{Li}$	25
4.3.2. Präparation der Folien	25
4.4. Durchführung der Messung $^{19}\text{F}(\vec{\text{p}}, \alpha_0)^{16}\text{O}$	28
4.4.1. Anordnung der Detektoren	28
4.4.2. Energieeichung	31
4.4.3. Durchführung der Messung	32
4.4.4. Polarisationsüberwachung	33
5. Meßergebnisse und Ausgleich durch Legendre-Polynome	36
5.1. Auswertung der Spektren	36
5.2. Die Legendre-Koeffizienten der unpolarisierten Winkelverteilungen	36
5.3. Die Legendre-Koeffizienten der polarisierten Winkelverteilungen	49
6. Interpretation der Meßergebnisse	54
6.1. Interpretation als Compoundreaktion	54
6.2. Interpretation mit Einschluß einer Direktreaktion	63

Inhalt (Fortsetzung)	Seite
6.2.1. Bestimmung der Direktmatrixelemente R_i^0	63
6.2.2. Einbeziehung von Resonanzen	65
6.3. Diskussion	74
7. Zusammenfassung	77
Anhang: Zur Umrechnung der Legendre-Koeffizienten und Partialbreiten	78
Literaturverzeichnis	79

1. Einleitung

Bei zwei Protonenenergien $E_p = 340$ und 671 keV werden durch resonanten Einfang $p + {}^{19}\text{F}$ zwei $J^\pi = 1^+$ -Zustände im Zwischenkern ${}^{20}\text{Ne}$ bei Anregungsenergien $E_x = 13,168$ bzw. $13,482$ MeV erreicht ([1]; siehe Abb. 1). Ihr Zerfall in ein Alpha-Teilchen und den Grundzustand von ${}^{16}\text{O}$ wird in Experimenten zur Paritätsverletzung der starken Wechselwirkung untersucht. Für beide Niveaus werden in der Literatur [2] Nachbarzustände bei $E_x = 13,225$ und $13,462$ MeV mit der Drehimpulszuordnung $J^\pi = 1^-$ angegeben. Wegen ihrer großen Totalbreite $\Gamma = 100$ keV bzw. 200 keV ist eine starke Überlagerung mit den nächstliegenden $J^\pi = 1^+$ -Zuständen zu erwarten. Für diesen Fall sagt die störungstheoretische Betrachtung des paritätsverletzenden schwachen Wechselwirkungsbeitrags V_{weak} eine Anhebung des beimischenden Terms $F \psi_{J^\pi}$ der Kernwellenfunktion ψ_{J^π} voraus. F ist definiert durch die Zerlegung der Gesamtwellenfunktion ψ_{J^π} in einen paritäts-erhaltenden und einen paritätsverletzenden Teil:

$$\begin{aligned} \psi_{J^\pi} &= \psi_{J^\pi} + F \psi_{J^\pi} \\ F &= \frac{\langle J^\pi | V_{\text{weak}} | J^\pi \rangle}{E_{J^\pi} - E_{J^\pi}} \end{aligned} \quad (1)$$

Die Anhebung von F in der erwähnten Niveaunkonstellation ist nach Abschätzungen von Gari [3] ausreichend, um einen Zerfall ${}^{20}\text{Ne}^* \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha$ im Übergang $J^\pi = 1^+ \rightarrow 0^+$ experimentell zu beobachten.

Hier stehen zwei Methoden zur Wahl:

1. Die Anregungsfunktion der über $J^\pi = 0^+$ und 1^- paritätserlaubt zerfallenden α -Teilchen wird auf eine Struktur hin untersucht, die im Bereich der jeweiligen 1^+ -Resonanz auch deren Breite besitzt. Solche Messungen wurden an den beiden besprochenen 1^+ -Niveaus zuletzt von Disqué [4] durchgeführt.
2. Die Reaktion ${}^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha) {}^{16}\text{O}$ wird mit longitudinal polarisierten Protonen durchgeführt. An der Stelle der 1^+ -Resonanzen bewirkt die Überlagerung der paritätsfremden Beimischung eine Abhängigkeit des integrierten Wirkungsquerschnitts von der Spinstellung der Protonen. Beobachtet wird hier die Observable

eines Pseudoskalars $\vec{k}_p \cdot \vec{s}_p$, der allein durch den Beitrag von V_{weak} einen von Null verschiedenen Betrag aufweist. Experimente dieser Art sind in Vorbereitung.

Bei der quantitativen Analyse der Meßergebnisse nach beiden Methoden zur Bestimmung des Mischterms F ist man wesentlich auf die Kenntnis der Reaktionsparameter angewiesen. In bisherigen Abschätzungen wurden die in [1] und [2] angegebenen Daten verwendet, die ausschließlich über Compoundkernmodelle gewonnen wurden. Hierbei sind gerade die breiten 1^- -Niveaus mit großen Unsicherheiten behaftet. Es kann darüber hinaus aufgrund von Beobachtungen, die in Kapitel 2 aufgegriffen werden, nicht ausgeschlossen werden, daß ein Teil der α -Teilchen nicht aus einem Zustand in ^{20}Ne , sondern aus einer direkten Reaktion stammt.

Es war deshalb die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit, diese noch offenen Fragen mit Hilfe der zusätzlichen Information einer Analysierstärkemessung der Reaktion $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$ zusammen mit der Verwendung bereits vorhandener Meßdaten über die Anregungsfunktion und die Winkelverteilung dieser Reaktion, so weit als möglich zu klären.

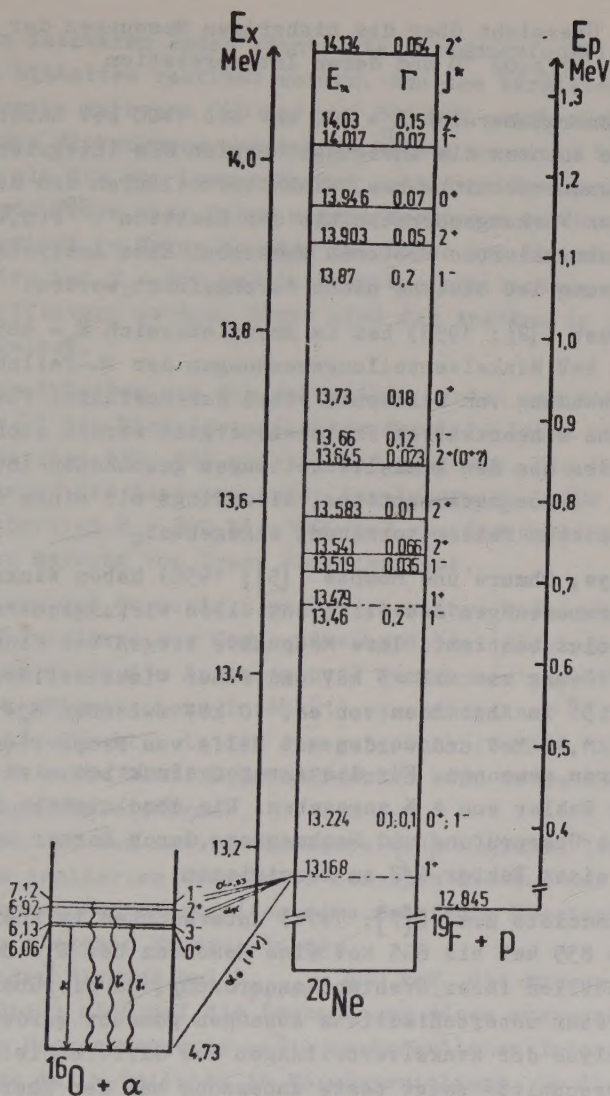


Abb. 1: Ausschnitt aus dem Niveauschema ^{20}Ne
 (aus [1])
 (Der mit α_{PV} bezeichnete Übergang aus dem
 Niveau (13,168 MeV; 1^+) in den ^{16}O -Grundzustand
 ist paritätsverboten (PV).)

2. Übersicht über die bisherigen Messungen der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ und deren Interpretation

Im Energiebereich $E_p = 200$ keV bis 1400 keV haben verschiedene Autoren die Anregungsfunktion des integrierten Wirkungsquerschnitts bzw. Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ mit unpolarisierten Protonen gemessen. Eine Analysierstärkemessung ist bislang nicht durchgeführt worden.

Breuer ([2]; 1958) hat im Energiebereich $E_p = 485$ keV bis 720 keV Winkelverteilungsmessungen der α -Teilchen unter Verwendung von Kernspurplatten durchgeführt. Für die sechs eingestellten Protonenenergien werden auch die Werte des aus den Winkelverteilungen gewonnenen integrierten Wirkungsquerschnitts, allerdings mit einem nur geschätzten Fehler versehen, angegeben.

Isoya, Ohmura und Momota ([5]; 1958) haben Winkelverteilungsmessungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts absolut bestimmt. Ihre Meßpunkte liegen bei einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 5$ keV und einer Winkelauflösung von $\Delta\theta \leq 5^\circ$ in Abständen von ca. 10 keV zwischen $E_p = 626$ keV und 1,46 MeV und wurden mit Hilfe von Proportionalzählrohren gewonnen. Für die Anregungsfunktion wird ein relativer Fehler von 4 % angegeben. Die Absolutskala ist jedoch nach Überprüfung und Nachmessung durch Lerner und Marion [6] um einen Faktor 1/2 zu korrigieren.

Caracciolo u.a. ([7]; 1974) untersuchten im Energiebereich $E_p = 835$ keV bis 865 keV eine Resonanz bei $E_p = 845$ keV hinsichtlich ihrer Drehimpulszuordnung, da hierüber in der Literatur unterschiedliche Aussagen gemacht wurden [1]. Ihre Analyse der Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts zeigt beste Anpassung bei der Zuordnung $J^\pi = 0^+$.

Lorentz-Wirzba und Rolfs ([8]; 1977) geben den differentiellen Wirkungsquerschnitt unter den Laborwinkeln $\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$ und 135° im Energiebereich $E_p = 120$ keV bis 900 keV an, der mit Si-Sperrschichtdetektoren gemessen wurde. Bei fünf Protonenenergien zwischen 250 und 650 keV wurden auch die Winkelverteilungen der relativen α -Ausbeute aufgenommen.

Aus diesen letzteren Daten konnte die Anregungsfunktion in absoluten Einheiten bestimmt werden. Aus dem Vergleich bei sechs Energien zwischen 620 keV und 800 keV ergab sich der so bestimmte Wirkungsquerschnitt im Mittel um einen Faktor 3 kleiner als die von Lerner/Marion erhaltene Korrektur der Meßwerte von Isoya u.a. Durch eigene Messungen am Max-Planck-Institut in Mainz konnten die Daten von Lorentz-Wirzba+Rofls bei $E_p \approx 410$ keV innerhalb eines Fehlers von $\pm 10\%$ verifiziert werden. Diese sind den Angaben in Abb.2 zugrunde gelegt.

In früheren Arbeiten aus dem Jahre 1940 wurden von Ellett und Jacobs [9] die Winkelverteilungen der α -Teilchen bei den Protonenenergien 330, 385 und 435 keV gemessen. Lauritsen u.a. [10] geben die Ausbeute unter dem Laborwinkel $\Theta_L = 90^\circ$ im Energiebereich $E_p = 300$ bis 1600 keV an, die qualitativ gut mit der Messung von Isoya übereinstimmt.

Breuer, Isoya und Caracciolo analysieren ihre Meßergebnisse auf der Grundlage des Compoundkernmodells. Hiernach wird die Reaktion durch die Angabe von 12 Resonanzen repräsentiert (siehe Niveauschema in Abb.1), von denen nur sieben als resonante Struktur in der Anregungsfunktion der Messung von Isoya zu sehen sind. Dieses Ergebnis kann in zweierlei Hinsicht nicht befriedigen:

1.) Entgegen der dem Ansatz von Isoya [11] zugrunde liegenden Annahme isolierter Resonanzen bedeuten die aus der Analyse gewonnenen Resonanzbreiten eine mehrfache Überlappung von Niveaus gleicher Spinzunordnung.

2.) Die beiden Niveaus bei $E_{p,res} = 400$ keV, die Breuer angibt, stützen sich auf die Beobachtung eines ausgeprägten und mit der Protonenenergie wenig veränderlichen Intensitätsmaximums der α -Teilchen in Vorwärtsrichtung. Da diese Erscheinung durch isolierte Resonanzen allein nicht zu erklären ist, muß Breuer bei $E_p = 400$ keV eine Doppelresonanz $J^\pi = 0^+$ und 1^- annehmen. Zur Erklärung der Winkelverteilung und des integrierten Wirkungsquerschnitts bei $E_p \approx 650$ keV benötigt er ein weiteres $J^\pi = 1^-$ -Niveau an dieser Stelle. Die beiden erwähnten 1^- -Niveaus sind die in der Einleitung behandelten Zustände bei $E_x = 13,225$ und $13,462$ MeV. Bei ihrer Bestimmung wurde eine mögliche Beteiligung einer Direktreaktion nicht in die Analyse einbezogen.

Daß ein direkter Übergang der Konfiguration $p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha$. bei der Analyse nicht a priori vernachlässigt werden darf, zeigt die als punktierte Linie in Abb. 2 dargestellte Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach einem vereinfachten Direktreaktionsmodell entsprechend Gleichung (2) im Vergleich zu Messungen von Disqué [4] und Lorentz-Wirzba [8].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \lambda^2 \sum_{l=0}^4 (2l+1) P_l(E_p) P_l(E_\alpha) |M|^2 \quad (2)$$

Der Konfigurationswechsel ist hier durch ein empirisch bestimmtes, energieunabhängiges Matrixelement

$$M = \langle {}^{16}\text{O} + \alpha, |M| {}^{19}\text{F} + p \rangle$$

beschrieben, während die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts allein durch die in der Nähe der Schwelle stark veränderlichen Penetrabilitäten $P_l(E_p)$ und die De-Broglie-Wellenlänge λ^2 des Protons bestimmt wird. (Die Ausgangspenetrabilitäten $P_l(E_\alpha)$ ist wegen des hohen Q-Werts der Reaktion ($Q = 8,114$ MeV) in diesem Energiebereich nahezu konstant.)

In der Literatur (siehe z.B. [12]) wird eine direkte (p, α) -Reaktion durch verschiedene Modelle erklärt, unter denen die Pick-up-Reaktion die beobachtete Winkelverteilung im Energiebereich $E_p \lesssim 550$ keV qualitativ am besten wiedergibt. Hier wird die bevorzugte Emission der α -Teilchen unter Vorwärtswinkeln der Wahrscheinlichkeit der beteiligten Nukleonen zugeschrieben, abgeschlossene Schalen ("Cluster") zu bilden (siehe Abb. 3). Vor der Reaktion kann der ${}^{19}\text{F}$ -Kern als ${}^{16}\text{O}$ -Cluster und ein frei bewegliches Triton aufgefaßt werden. Das einfallende Proton bildet mit diesem bevorzugt dann ein α -Teilchen, wenn Triton- und Proton-Wellenfunktion am stärksten überlappen, d.h. wenn beide Impulse im Laborsystem in Vorwärtsrichtung weisen. Eine Folge ist der beobachtete Intensitätsanstieg der Ejektile in Vorwärtsrichtung. Bezüglich der Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts

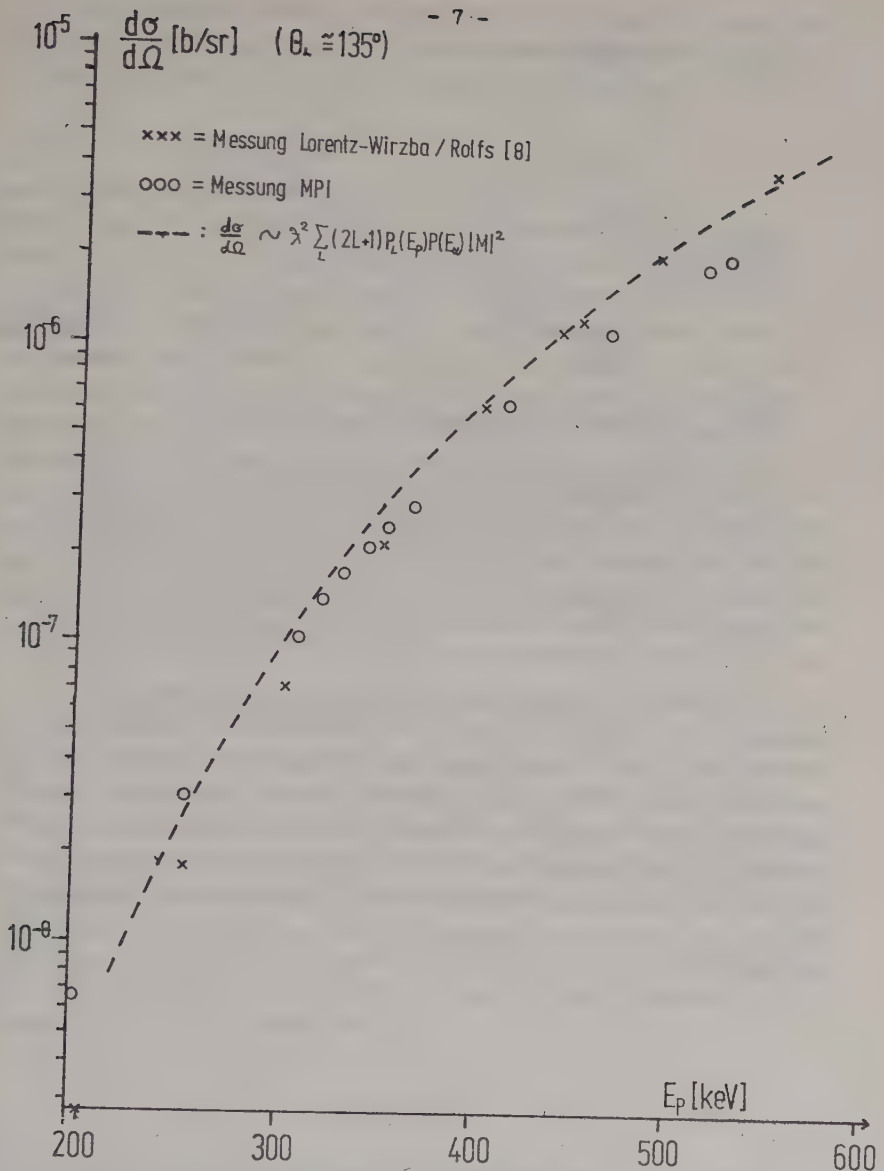


Abb. 2: Vergleich von Messungen des diff. Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ unter $\theta_L \approx 135^\circ$
 (Die gerechneten Werte --- sind normiert bei $E_p = 440$ keV auf die Messung nach [8].)

läßt sich Gleichung (2) auch im Sinne dieses Modells als einfachste Näherung ansehen.

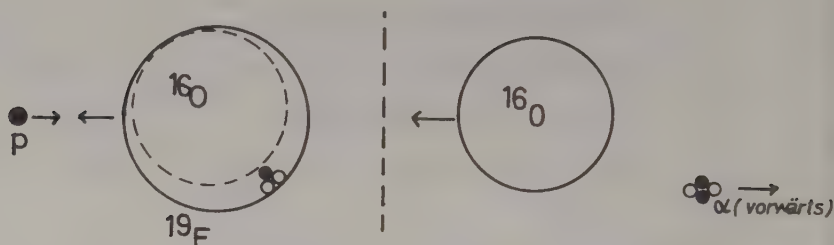


Abb. 3: Modell der (p,α)-Pick-up-Reaktion

Die Pick-up-Reaktion wurde in der $^{19}\text{F}(p, \alpha_e)^{16}\text{O}$ -Reaktion durch mehrere Autoren ([13]–[20]) meßtechnisch untersucht und in der Analyse bestätigt, wobei eine eindeutige Unterscheidung von Compoundeinflüssen und konkurrierenden Direktreaktionen (Heavy-Particle-Stripping, Knock-out) erst ab einer Protonenenergie von $E_p > 20$ MeV möglich erscheint. Eine rechnerische Behandlung dieser Modelle kann im hier betrachteten Energiebereich $E_p < 1,4$ MeV nicht durchgeführt werden, weil hier erwartungsgemäß starke Interferenzen zwischen direkter und Compoundkernreaktion auftreten. Alternativ wird deshalb im folgenden Kapitel eine Parametrisierung beider Erscheinungen durchgeführt unter Anwendung der R-Matrix-Analyse. Hierbei ist die erwähnte Pick-up-Reaktion jedoch als der physikalische Hintergrund zu verstehen.

3. R-Matrix-Formulierung der Reaktion $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0) ^{16}\text{O}$ unter Einbeziehung eines Direktreaktionskanals

3.1. Wahl der Meßmethode

Aus Kapitel 2 geht hervor, daß die Umgebung des $J = 1^+$ -Ni-veaus bei $E_p = 671$ keV gerade ein Grenzbereich ist, innerhalb dessen sich der Übergang von vorwiegend kontinuierlichem zu einem fluktuierenden Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes vollzieht. Das Problem eines Direkt-einflusses wird daher nur zu lösen sein, wenn der Einfluß möglicher Interferenzen untersucht wird, die bei kohärenter Anregung verschiedener Compoundkanäle und evtl. eines Direktkanals auftreten. Eine gerade auf Interferenzen empfindliche Methode ist die Messung der Spinabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit polarisierten Protonen. Diese wird durch eine weitere Observable der Reaktion, die Vektoranalysierstärke $\vec{A}$, ausgedrückt. $\vec{A}$ ist definiert durch Gleichung (3.1):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p(E_p, \theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0(E_p, \theta) (1 + |\vec{A}||\vec{P}| \cos \phi) \quad (3.1)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt, der bei spingemitteltem, d.h. unpolarisiertem Protonenstrahl gemessen wird. $\vec{A}(\theta)$ ist diejenige Observable, welche bei bekannter Strahlpolarisation $\vec{P}$ zusammen mit $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0$ die Reaktion bei jeweils einer festen Protonenenergie vollständig beschreibt.

Die Strahlpolarisation $\vec{P}$ ist definiert als der Erwartungswert $\langle \vec{\sigma} \rangle$ des Spins der Strahlteilchen und kann gemessen werden durch die Vorschrift (3.2):

$$\vec{P} = \frac{n\uparrow - n\downarrow}{n\uparrow + n\downarrow} \quad (3.2)$$

Hier sind $n\uparrow$ und $n\downarrow$ die Besetzungszahlen für die beiden Spineinstellungen zur Quantisierungsachse.

Bei Paritätserhaltung kann die Analysierstärke keine Komponente in Strahlrichtung aufweisen, man legt daher den

Polarisationsvektor in Transversalrichtung, d.h. $\vec{P} \perp \vec{k}_{in}$.
Der Azimutwinkel ϕ wird von der Ebene aus gemessen, für die $\vec{P}$ in Richtung der Streunormalen $\vec{n}$ weist (Basler Konvention):

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|} \quad (3.3)$$

Die Halbebene $\phi = 0^\circ$ wird mit "links", die Halbebene $\phi = 180^\circ$ mit "rechts" bezeichnet (siehe Abb. 4).

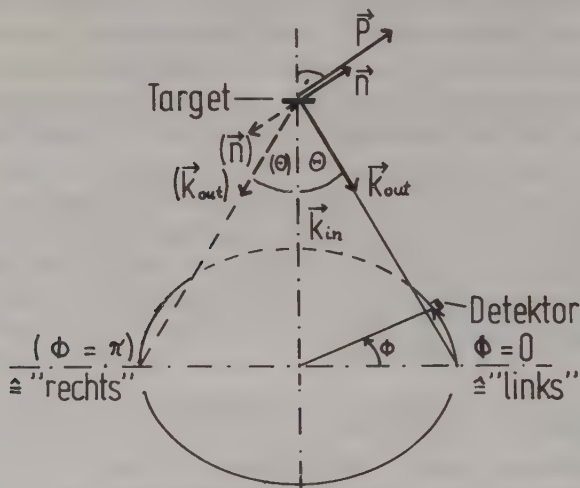


Abb. 4: Zur Definition des Azimutwinkels

Mißt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt unter $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ und bildet die Differenz, so gewinnt man bei Kenntnis von $\vec{P}$ die Analysierstärke $\vec{A}$ über die Links-rechts-Asymmetrie ε . ε ist definiert durch $\varepsilon = |\vec{A}| |\vec{P}|$ und wird durch die Vorschrift (3.4) gemessen:

$$\varepsilon = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi=0) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi=\pi)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi=0) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi=\pi)} \quad (3.4)$$

Wendet man die Definition von ϕ auf Gleichung (3.1) an, so gilt ebenso der Zusammenhang in Gleichung (3.5):

$$\varepsilon = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi; \uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi; \downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi; \uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi; \downarrow)} \quad (3.5)$$

Vertauscht man also in periodischen Abständen die Spin-

richtung des Strahls, so kann die Asymmetrie ξ mit einem einzigen Detektor gemessen werden, wenn die α -Teilchenzahlen $N\uparrow$, $N\downarrow$ und die zugehörigen Ladungen $Q\uparrow$, $Q\downarrow$ des Protonenstrahls nach Polarisationsrichtungen getrennt registriert werden (Ein-Zähler-Messung; Gleichung (3.6)):

$$\xi = \frac{\frac{N\uparrow}{Q\uparrow} - \frac{N\downarrow}{Q\downarrow}}{\frac{N\uparrow}{Q\uparrow} + \frac{N\downarrow}{Q\downarrow}} \quad (3.6)$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß der Raumwinkel $\Delta\Omega$ sich bei der Vertauschung der Spinrichtung nicht ändert. Mit der Atomstrahlquelle am Mainzer Max-Planck-Institut steht eine Protonenquelle zur Verfügung, die eine Polarisationsumkehr in schneller Zeitfolge ($\Delta t \approx 0,1 \dots 1$ s) ohne Beeinflussung der Strahlführung ermöglicht, und damit systematische Raumwinkeländerungen vermieden werden können. Der Bezug auf die Ladung in Gleichung (3.6) kann eliminiert werden, wenn gleichzeitig unter entgegengesetzten Azimutwinkeln bei gleichem Streuwinkel Θ gemessen wird. Die Asymmetrie erhält man dann in bekannter Weise durch geometrische Mittelung (Zwei-Zähler-Messung; Gleichung (3.7)):

$$\xi = \frac{\sqrt{\frac{N\uparrow(\Phi=0)}{N\downarrow(\Phi=0)} \cdot \frac{N\downarrow(\Phi=\pi)}{N\uparrow(\Phi=\pi)}} - 1}{\sqrt{\frac{N\uparrow(\Phi=0)}{N\downarrow(\Phi=0)} \cdot \frac{N\downarrow(\Phi=\pi)}{N\uparrow(\Phi=\pi)}} + 1} \quad (3.7)$$

3.2. Reaktionskanäle und formale Beschreibung der Reaktion $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$

Bei leichten Kernen und den hier betrachteten Protonenenergien ist die nukleare Spin-Bahn-Wechselwirkung klein gegenüber dem zentralen Wechselwirkungspotential. Man kann hier bevorzugt im LS-Kopplungsschema eine gute Quantisierung zum relativen Gesamtbahndrehimpuls $\vec{l}$ und zum Gesamtspin $\vec{s}$ der Reaktionspartner erwarten. Diese Größen werden im Eingangskanal mit $\vec{l}$ und $\vec{s} = \vec{s}_p + \vec{s}_T$ bezeichnet; im Ausgangskanal mit $\vec{l}'$ und $\vec{s}' = \vec{s}_\alpha + \vec{s}_R$. (Die Indices stehen für "p"= Proton; "T"= Targetkern; " α "= α -Teilchen; "R"= Restkern.)

Einem Paar (l, s) bzw. (l', s') entspricht ein "Kanal". Unabhängig vom Kopplungsschema sind der Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} = \vec{l}' + \vec{s}'$ und die Gesamtparität $\pi = (-1)^l \pi_p \pi_\tau = (-1)^{l'} \pi_\alpha \pi_R = (-1)^{l'}$ Erhaltungsgrößen der Reaktion -unter Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung-. Die Drehimpulskopplung zu J stellt also keine Vorwegnahme der Besetzung eines Eigenzustandes J^π in einem Zwischenkern dar.

Wie die Messungen von Isoya u.a. zeigen, kann man sich auf Bahndrehimpulse $l, l' \leq 2$ beschränken. Höhere Partialwellen werden durch die Coulombbarriere unterdrückt.

Da der Kanalspin s' im Ausgang immer Null ist ($s_\alpha = 0$, $s_{\alpha_0} = 0$), gilt die Beziehung $J = l'$. Wegen der geraden Parität von Proton und ^{19}F -Kern sind nur Bahndrehimpulse $l = J$ im Eingang möglich. Da Proton und ^{19}F -Kern im Grundzustand beide den Eigendrehimpuls $s = 1/2$ besitzen, kann die Reaktion über folgende 5 Reaktionswege ablaufen (Tab. 1):

Nr. des R.-wegs	l	s	J	l'	s'
1	0	0	0^+	0	0
2	1	0	1^-	1	0
3	1	1	1^-	1	0
4	2	0	2^+	2	0
5	2	1	2^+	2	0

Tabelle 1: Reaktionswege $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$

Für jeden Reaktionsweg $p \rightarrow \alpha$ kann ein Übergangsmatrixelement U_i berechnet werden:

$$U_i = \langle \alpha l'_i, s'_i, J_i | U | p, l_i, s_i, J_i \rangle$$

In U ist die eigentliche Information über die Wechselwirkungen bei der Reaktion enthalten. Die Ausformulierung dieser Matrix erfordert bereits ein Modell, das im nächsten Abschnitt entwickelt wird.

Wie Seiler und Baumgartner [21] zeigen, kann der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke in je eine Entwicklung nach Legendre-Polynomen zerlegt werden (Gleichungen (3.6) und (3.7)):

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \lambda^2 \sum_L P_L(\theta) \sum_{m,n} a_{m,n}(L) X_{m,n}(E) \quad (3.6)$$

$$A(\theta) \cdot \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda^2 \sum_L P_L^{(A)}(\theta) \sum_{m,n} c_{m,n}(L) Z_{m,n}(E) \quad (3.7)$$

Die Größen $X_{m,n}$ und $Z_{m,n}$ sind definiert als

$$X_{m,n} = \text{Re} (U_m U_n^*) ; \quad Z_{m,n} = \text{Im} (U_m U_n^*).$$

Erklärungen hierzu: Diese Gleichungen sind für die Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha) ^{16}\text{O}$ spezialisiert; durch die Indices m, n wird der Reaktionsweg bezeichnet ($m, n = 1 \dots 5$).

Die Koeffizienten $a_{m,n}$ und $c_{m,n}$ enthalten die Vektorkopplungskoeffizienten beider beteiligter Reaktionswege eines Terms (m, n). Die Summation über den Entwicklungsindex L bedeutet eine Zusammenfassung zweier Entwicklungen zu den einzelnen Bahndrehimpulsen l_m und l_n . Diese Zusammenfassung bedingt eine weitere Kopplung $\vec{l} = \vec{l}_m + \vec{l}_n$ und $\vec{L} = \vec{l} + \vec{s}_m + \vec{s}_n$. L nimmt folglich ganzzahlige Werte im Intervall $[0, 5]$ an. Für $L = 5$ sind allerdings alle Koeffizienten Null.

Die Entwicklung nach gewöhnlichen Legendre-Polynomen P_L bzw. assoziierten Legendre-Polynomen $P_L^{(A)}$ ermöglicht es nun, aus einer Winkelverteilungsmessung Information über den Wechselwirkungsmechanismus selbst zu gewinnen, indem die Meßwerte durch die Ansätze in Gleichung (3.8) bzw. (3.9) nach der Methode der kleinsten Chi-Quadrate angepaßt werden.

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) = \sum_L B_L P_L(\theta) \quad (3.8)$$

$$A(\theta) \cdot \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) = \sum_L C_L P_L^{(A)}(\theta) \quad (3.9)$$

Der Zusammenhang der experimentell gewonnenen Koeffizienten B_L bzw. C_L mit den Größen $X_{m,n}$ bzw. $Z_{m,n}$, welche die U-Matrix bestimmen, ergibt sich durch den Vergleich mit den Gleichungen (3.6) bzw. (3.7) und ist in Tabelle 2 explizit angegeben. (Zur Berechnung der Vektorkopplungskoeffizienten wurde ein FORTRAN-Programm benützt, das von F. Seiler entwickelt wurde [21]).

$$B_0 = 0,0625 X_{1,1} + 0,1875 X_{2,2} + 0,1875 X_{3,3} \\ + 0,3125 X_{4,4} + 0,3125 X_{5,5}$$

$$B_1 = 0,375 X_{1,2} + 0,75 X_{2,4} + 0,6495 X_{3,5}$$

$$B_2 = 0,625 X_{1,4} + 0,375 X_{2,2} - 0,1875 X_{3,3} \\ + 0,4689 X_{4,4} + 0,2232 X_{5,5}$$

$$B_3 = 1,125 X_{2,4} - 0,6495 X_{3,5}$$

$$B_4 = 0,8036 X_{4,4} - 0,5357 X_{5,5}$$

$$C_1 = -0,2651 Z_{1,3} - 0,4594 Z_{2,5} - 0,2651 Z_{3,4}$$

$$C_2 = -0,255 Z_{1,5} - 0,2651 Z_{2,3} - 0,1823 Z_{4,5}$$

$$C_3 = -0,3065 Z_{2,5} + 0,2651 Z_{3,4}$$

$$C_4 = -0,3275 Z_{4,5}$$

Definitionen: $X_{m,n} = \text{Re} (U_m U_n^*)$; $Z_{m,n} = \text{Im} (U_m U_n^*)$
 Alle Werte in Einheiten von λ^2 .

Tabelle 2: Vektorkopplungskoeffizienten für die
 Entwicklung der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ -Reaktion
 nach Legendre-Polynomen

Abschließend sei bemerkt, daß sowohl im differentiellen Wirkungsquerschnitt als auch in der Analysierstärke Koeffizienten auftreten, aus denen auf Interferenz verschiedener Reaktionswege geschlossen werden kann. Während dies für unpolarisierte Messungen die ungeraden Koeffizienten B_1 und B_3 sind, tragen die Koeffizienten der Analysierstärke ausschließlich Interferenzcharakter. Die Vervollständigung der Information erkennt man hier an der Zusammensetzung der Kanäle in den einzelnen Termen in Tabelle 2: im einen Falle tragen die Interferenzterme unterschiedliche Bahndrehimpulse, im anderen Falle unterschiedliche Kanalspinquantenzahlen. Beispielsweise bedeuten die drei den Koeffizienten B_1 bestimmenden Terme $X_{1,2}$, $X_{2,4}$ und $X_{3,5}$ folgende Interferenzen, die Tabelle 1 zu entnehmen sind: ($l=0 \quad l=1$) in $X_{1,2}$, ($l=1 \quad l=2$) in $X_{2,4}$ und $X_{3,5}$. Entsprechend stehen die Glieder in C_1 für Interferenzen ($s=0 \quad s=1$), die in den Termen $Z_{1,3}$, $Z_{2,5}$ und $Z_{3,4}$ enthalten sind.

3.3. Beschreibung der Übergangsmatrix U im R-Matrix-Formalismus

In diesem Abschnitt soll das theoretische Reaktionsmodell formuliert werden, das der Lösung der Fragestellung dieser Arbeit zugrunde gelegt wird. Die R-Matrix-Theorie wird hierbei für den Fall berechnet, daß ein direkter Übergangsweg berücksichtigt ist. Die Ausformulierung des R-Matrix-Ansatzes folgt der Darstellung bei Lane und Thomas [22]. Im folgenden sollen die wesentlichen Merkmale dieser Theorie zusammengestellt werden:

Die zugrunde liegende Annahme ist die Idee von Bohr, daß der Einfang eines Teilchens in einem Zwischenzustand und dessen Zerfall voneinander unabhängige Vorgänge sind. Die Wahrscheinlichkeit für jeden Einzelprozeß ist durch dessen reduzierte Breite γ gegeben:

$$P(p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{20}\text{Ne}) \sim \gamma_p^2; \quad P({}^{20}\text{Ne} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \alpha) \sim \gamma_\alpha^2.$$

Die Wahrscheinlichkeit für die gesamte Reaktion ist demzufolge proportional dem Produkt $\gamma_p^2 \cdot \gamma_\alpha^2$.

Die Struktur des Kerns geht nur insofern ein, als einem effektiven Potential eine "innere" Eigenfunktion ψ_j^n entspricht. Eine Reaktion findet dann statt, wenn ein stetiger Übergang der inneren Wellenfunktion zur "äußeren" Wellenfunktion I_c bzw. O_c der Relativbewegung beider Reaktionspartner besteht. Diese Bedingung läßt sich mathematisch als Gleichheit der logarithmischen Ableitungen beider Wellenfunktionen formulieren. Nach Abtrennung des winkelabhängigen Teils der inneren Wellenfunktion in der Form

$$\psi_j^n = \frac{u_j(r)}{r} Y_j^n(\Theta, \Phi)$$

wird durch diese logarithmische Ableitung die R-Funktion definiert:

$$R(r_0) = \left(r \frac{du}{dr} u^{-1} \right)_{r=r_0} \quad (3.10)$$

Für dieses Modell ist die Festlegung eines Wechselwirkungsradius r_0 erforderlich. Er wird bei kugelförmig angenommenen Reaktionspartnern mit den Massenzahlen A, B proportional der Summe der geometrischen Kernradien gewählt (Gleichung (3.11):

$$r_0 = f (A^{\frac{1}{2}} + B^{\frac{1}{2}}) \text{ fm} \quad (3.11)$$

Der Faktor f berücksichtigt die Reichweite der starken Wechselwirkung und wurde empirisch aus Untersuchungen zu Ein-Teilchen-Resonanzen als Mittelwert gewonnen. Hier wird der auch von Isoya benutzte Wert $f = 1,41 \text{ fm}$ verwendet.

Eine Resonanz wird erklärt durch den Anschluß der äußeren Wellenfunktionen im Maximum der inneren, d.h. $\frac{du}{dr} = 0$. Mit dieser Randbedingung liefert die Lösung der Schrödinger-Gleichung die Beziehung (3.12):

$$R = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{E_{\lambda} - E} \quad (3.12)$$

Der Index λ nummeriert alle möglichen Eigenzustände E_{λ} zum Kernpotential in einem Kanal. In der Praxis begrenzt man wegen des mathematischen Aufwands die Zahl der Zustände auf die in einem Energiebereich wesentlich beitragenden Niveaus. Von Isoya wurde $\lambda = 1$ gewählt; in dieser Arbeit werden wegen der Beobachtung von Resonanzüberlappungen drei Zustände zugelassen.

Formel (3.12) gilt in dieser Form nur für den einzelnen Kanal der elastischen Streuung. Sind mehrere Kanäle offen, nimmt die R -Funktion die Gestalt einer Matrix an:

$$R_{c',c}^{\text{res}} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c'} \gamma_{\lambda c}}{E_{\lambda} - E} \quad (3.13)$$

$\gamma_{\lambda c'}$, $\gamma_{\lambda c}$ sind reelle Amplituden für Eingangs-(Index c)- und Ausgangskanal (Index c'). E ist die Anregungsenergie im Schwerpunktssystem.

Zur Beschreibung eines nichtresonanten Übergangs wird hier die Idee von Lane und Thomas aufgegriffen, der R -Matrix eine Matrix R^0 mit konstanten Elementen hinzuzufügen:

$$R = R^0 + R^{\text{res}} \quad (3.14)$$

Ebenso wie bei der Einführung der Breiten γ wird hier bei R^0 von einer empirischen Parametrisierung ausgegangen. Zur Transformation der γ vom Laborsystem in das System des angeregten Kerns muß die Verzerrung der ein- und auslaufenden Wellen durch das Coulombpotential und die Beugung am Kernrand ("hard-sphere") berücksichtigt werden.

Die wesentlichen Stufen bei der Berechnung der Übergangsmatrix U aus der R -Matrix sollen im folgenden skizziert werden. Lane und Thomas zeigen, daß die U -Matrix zunächst aufgeteilt werden kann in einen Potentialteil Ω und einen Reaktionsteil W (Gleichungen (3.15) und (3.16)):

$$U = \Omega W \Omega \quad (3.15)$$

$$W = 1 + R^{\frac{1}{2}}(1 - RL^0)^{-1}R R^{\frac{1}{2}}q \quad (3.16)$$

Die neu eingeführten Größen sind definiert als:

$$\Omega_{c'c} = e^{i(\omega_c - \phi_c)} \cdot \delta_{c'c} \quad (3.17)$$

$\omega_c(1) = \mathcal{G}_c(1) - \mathcal{G}_c(0)$: Coulombstreuphasen zum Bahndrehimpuls l des Kanals c

$\phi_c(1) = \arctan \frac{F_c(1)}{G_c(1)}$: Hard-Sphere-Phasen

$F_c(1), G_c(1)$: Reguläre bzw. irreguläre Coulombfunktionen zum Bahndrehimpuls l

$$L_{c'c}^0 = L_{c'c} - B_{c'c}; \quad L_{c'c} = (S_c + iP_c)\delta_{c'c} = L_c$$

$$P_c(1) = \left(\frac{kr}{F_c^2 + G_c^2} \right)_{r=r_0} : \text{Penetrabilität eines Teilchens mit Energie } E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

$$S_c(1) = \left(\frac{kr \left(\frac{F_c F_c'}{F_c^2 + G_c^2} + \frac{G_c G_c'}{F_c^2 + G_c^2} \right)}{F_c^2 + G_c^2} \right)_{r=r_0} : \text{Shiftfunktion}$$

$F_c'(1), G_c'(1)$: Radiale Ableitungen der Coulombfunkt.

$$B_{c'c}^{\frac{1}{2}} = \sqrt{P_c} \delta_{c'c} ; q_{c'c} = 2i\delta_{c'c}$$

$B_{c'c}$ ist eine Matrix, die weitere Randbedingungen der inneren Wellenfunktion enthält, und die nicht durch R gegeben sind. Sie bewirkt eine zur Shift S_c zusätzliche Verschiebung der Energieskala und wird üblicherweise als Nullmatrix gewählt. Eine Untersuchung, die diese Annahme zuläßt, wurde von Barker [23] durchgeführt.

Für die Invertierung des Ausdrucks $(1 - RL^0)^{-1}$ führen Lane und Thomas eine Faktorenerlegung durch:

$$(1 - RL^0)^{-1}R = (1 - R^0L^0)^{-1}R^0 + (1 - R^0L^0)^{-1}(1 - R^{\text{res}}L')^{-1} \times R^{\text{res}}(1 - L^0R^0)^{-1} \quad (3.18)$$

Hierbei wird eine Größe $L' := L^0(1 - R^0L^0)^{-1}$ neu eingeführt. Einem Vorschlag der Autoren folgend kann der resonante Term nach Eigenzuständen entwickelt werden (Gl. 3.19):

$$(1 - R^0 L^0)^{-1} (1 - R^{\text{res}} L^0)^{-1} R^{\text{res}} (1 - L^0 R^0)^{-1} \approx 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_\lambda \alpha_\mu A_{\lambda\mu} \quad (3.19)$$

Dieser Ansatz führt zu folgender Beziehung für "modifizierte" Breiten:

$$\alpha_\lambda = (1 - R^0 L^0)^{-1} \gamma_\lambda \quad (3.20)$$

Die Matrix A enthält nun die Information über Lage und Breite der Resonanzen. Für den Fall dreier Zustände je Kanal wird A berechnet durch die Gleichungen (3.21) und (3.22):

$$\begin{aligned} D \cdot A_{\lambda\lambda} &= \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu - \xi_{\mu\nu}^2 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} D \cdot A_{\lambda\lambda} &= \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu - \xi_{\mu\nu}^2 \end{aligned}} \right\} \lambda, \mu, \nu = 1, 2, 3 \text{ zykl.} \quad (3.21) \\ D \cdot A_{\lambda\mu} &= \xi_{\lambda\mu} \varepsilon_\nu + \xi_{\lambda\nu} \xi_{\mu\nu} \\ D &= \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 - \varepsilon_1 \xi_{23}^2 - \varepsilon_2 \xi_{13}^2 - \varepsilon_3 \xi_{12}^2 - 2 \xi_{12} \xi_{13} \xi_{23} \quad (3.22) \end{aligned}$$

Für die neuen Größen ε_λ , $\xi_{\lambda\mu}$ gelten schließlich die Relationen (3.23) und (3.24):

$$\varepsilon_\lambda = E_\lambda - E + \Delta_{\lambda\lambda} - i/2 \Gamma_{\lambda\lambda} \quad (3.23)$$

$$\xi_{\lambda\mu} = -\Delta_{\lambda\mu} + i/2 \Gamma_{\lambda\mu} \quad (3.24)$$

Soweit stellt dieser Formalismus lediglich eine Verallgemeinerung der Reaktionsamplitude nach der Breit-Wigner-Form dar. Den Einfluß eines direkten Übergangs durch die Matrix R^0 vermitteln die schon erwähnten modifizierten Breiten α_λ und die beiden Matrizen $\Delta_{\lambda\mu}$ und $\Gamma_{\lambda\mu}$, für die folgender Zusammenhang besteht:

$$\Delta_{\lambda\mu} = \sum_c \alpha_{\lambda c}^* (L^{0*} R^0 L^0 - S + B)_c \alpha_{\mu c} \quad (3.25)$$

$$\Gamma_{\lambda\mu} = 2 \sum_c \alpha_{\lambda c}^* P_c \alpha_{\mu c} \quad (3.26)$$

Während in der Literatur die formale Lösung der Invertierung des Resonanzteils $(1 - R^{\text{res}} L^0)^{-1}$ bis an diese Stelle vorgegeben ist, muß der verbleibende nichtresonante Term (3.27) noch umgeformt werden.

$$F^{-1} := (1 - R^0 L^0)^{-1} \quad (3.27)$$

Hierzu dient folgende Betrachtung zur Dimension von F bzw. R^0 : Die Elemente von $R_{c'c}^0$ sind ein Maß für die Übergangsstärke eines Kanals c in einen anderen Kanal c'. Hier ist auch die Möglichkeit der elastischen und inelastischen Streuung mit enthalten (im Falle der elastischen Streuung ist $c = c'$). Aus der Drehimpulsbetrachtung in

Abschnitt 3.2. folgen fünf mögliche Ein- und Ausgangskanäle; die Dimension der vollständigen R^0 -Matrix ist demnach 10. Um eine Inversion der Matrix F analytisch ausführen zu können, wird die inelastische Streuung vernachlässigt. Es treten dann noch folgende Elemente ungleich Null auf:

$$F_{cc} = 1 \quad : \text{elastische Streuung } (p,p), (\alpha,\alpha)$$

$$F_{cc'} = -R_{pc, \alpha c}^0 L_{\alpha c} : (p, \alpha)\text{-Reaktion}$$

$$F_{c'c} = -R_{\alpha c', pc}^0 L_{pc} : (\alpha, p)\text{-Reaktion.}$$

Mit dieser Vereinfachung hat die Berechnung der inversen Matrix $X := F^{-1}$ das Ergebnis:

$$X_{cc} = (1 - F_{cc} F_{c'c})^{-1}$$

$$X_{cc'} = F_{cc'} / (F_{c'c} F_{cc} - 1)$$

Die modifizierten Breiten $\alpha_{\lambda c}$ können nun explizit angegeben werden:

$$\text{Eingang: } \alpha_{\lambda c} = X_{cc} \gamma_{\lambda c} + X_{cc'} \gamma_{\lambda c'} \\ = (\gamma_{\lambda c} + R_{cc}^0 L_{c'} \gamma_{\lambda c'}) (1 - R_{cc}^0 R_{c'c}^0 L_c L_{c'})^{-1} \quad (3.28a)$$

$$\text{Ausgang: } \alpha_{\lambda c'} = (\gamma_{\lambda c'} + R_{c'c}^0 L_c \gamma_{\lambda c}) (1 - R_{cc}^0 R_{c'c}^0 L_c L_{c'})^{-1} \quad (3.28b)$$

Durch den Einfluß der R^0 -Matrix wird also auch zwischen den resonanten Eingangs- und Ausgangskanälen eine Kopplung hergestellt.

In (3.28) sind noch die komplexen L_c -Funktionen enthalten. Bei der Weiterentwicklung, in der L_c in Realteil S_c und Imaginärteil P_c zerlegt wird, können quadratische und höhere Terme in S_c und P_c vernachlässigt werden. Die Größen des Resonanzteils erhalten damit folgende Form (Gleichungen (3.29) bis (3.32)):

$$\alpha_{\lambda c} \approx (\gamma_{\lambda c} + R_{cc}^0 S_c \gamma_{\lambda c'}) + i(\gamma_{\lambda c} R_{cc}^{02} (P_c S_{c'} + S_c P_{c'}) + \gamma_{\lambda c'} R_{cc}^{02} P_{c'}) \quad (3.29)$$

$$\alpha_{\lambda c'} \approx (\gamma_{\lambda c'} + R_{c'c}^0 S_c \gamma_{\lambda c}) + i(\gamma_{\lambda c'} R_{c'c}^{02} (P_c S_{c'} + S_c P_{c'}) + \gamma_{\lambda c} R_{c'c}^{02} (P_c + R_{c'c}^{02} S_c^2 P_{c'})) \quad (3.30)$$

$$\Gamma_{\gamma F} = \frac{2P_c}{N_{cc}^2} \left[\gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} + (\gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c'} + \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\mu c}) R_{cc'}^0 S_{c'} \right. \\ \left. + \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\mu c'} R_{cc'}^0 (S_c^2 + P_c^2) \right] \quad (3.31)$$

$$\Delta_{\gamma F} = \frac{1}{N_{cc}^2} \left[R_{cc'}^{02} (S_c P_c P_{c'} - S_{c'} (S_c^2 + P_c^2) - S_c) \gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c} + \right. \\ \left. R_{c'c}^0 (P_c P_{c'} - S_c S_{c'} + R_{c'c}^{02} S_c^2 P_{c'}) (\gamma_{\lambda c} \gamma_{\mu c'} + \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\mu c}) + \right. \\ \left. R_{c'c}^{02} (S_c (2S_c^2 + P_c^2) - S_{c'} P_c P_{c'} - S_{c'}) \gamma_{\lambda c'} \gamma_{\mu c'} \right] \quad (3.32)$$

$$N_{cc'}^2 = 1 - 4 R_{cc'}^{02} (S_c S_{c'} - P_c P_{c'})$$

Die Ausdrücke für $T_{\lambda\mu,c'}$, $\Delta_{\lambda\mu,c'}$ und $N_{cc'}^2$ erhält man durch Vertauschung $c \leftrightarrow c'$.

Zur Bestimmung der W-Matrix bleibt nun noch die Entwicklung des Terms

$$G := (1 - R^0 L^0) R^0 \quad (3.33)$$

G resultiert aus einer einfachen Matrizenmultiplikation $G = X \cdot R^0$. Das Ergebnis lautet:

$$\begin{aligned} \text{für elastische Streuung: } G_{cc} &= R_{cc}^{02} L_c (1 + R_{cc}^{02} L_c^2 + \dots) \\ \text{für } (p, \alpha)\text{-Reaktion} &: G_{cc'} = R_{cc'}^{02} (1 + R_{cc'}^{02} L_c L_{c'} + \dots) \end{aligned} \quad (3.34)$$

Zusammenfassend kann die U-Matrix der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ -Reaktion mit Hilfe der besprochenen Größen in der Form (3.35) angegeben werden:

$$U_{cc'} = 2ie^{i(\omega_c + \omega_{c'})} \sqrt{P_c P_{c'}} (G_{cc'} + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda c} \alpha_{\lambda c'} A_{\lambda c, \mu c'}) \quad (3.35)$$

Die Verbindung zu den Observablen in Abschnitt 3.2. ist nun hergestellt. Die Übergangsmatrix U wird im wesentlichen aus den direkten Matrixelementen von R^0 und den modifizierten Resonanzparametern α_λ und E_λ bestimmt. Durch den Ausschluß der inelastischen Kanäle kommen nur 10 Matrixelemente zum tragen. Eine weitere Reduzierung der Bestimmungsgrößen ergibt sich durch den Ansatz der R-Matrix-Theorie: die Symmetrie der R-Matrix. Die U-Matrix enthält damit zusätzlich zu den Resonanzparametern fünf weitere reelle Parameter, die den Übergang $p \rightarrow \alpha_0$ für je einen Reaktionsweg festlegen.

4. Messung der Analysierstärke der $^{19}\text{F}(\vec{p},\alpha)^{16}\text{O}$ -Reaktion

4.1. Die Quelle polarisierter Protonen und Strahlführung

Polarisierte Protonen werden aus einer Quelle nach der Atomstrahlmethode [24] gewonnen. Wasserstoff wird in einer Hochfrequenzentladung dissoziiert und gelangt über eine differentielle Pumpstrecke in das Feld eines permanenten Sechspolmagneten (Stern-Gerlach-Magnet). Hier werden die Hyperfeinstrukturkomponenten mit den magnetischen Quantenzahlen $m_J = -1/2$ der Hülle und $m_I = 1, 0, -1$ des Kerns abgetrennt. Die restlichen Komponenten mit $m_J = +1/2$ und $m_I = 1, 0, -1$ werden anschließend in einem schwachen homogenen Magnetfeld durch Elektronenstoß ionisiert. Durch die Kopplung von Kernspin $\vec{I}$ und Hüllenspin $\vec{J}$ zum Gesamtspin $\vec{F}$ im schwachen Feld erhält man eine Kernspinpolarisation mit dem Polarisationsgrad $P \leq 0,5$. Die Protonen werden durch ein elektrostatisches Vorbeschleunigungsfeld senkrecht zur Atomstrahlachse extrahiert und über ein elektrisches Quadrupoltriplett auf eine Hauptebene des Ionenrohrlinsensystems abgebildet. Durch die Einstellung des schwachen Magnetfelds senkrecht zur Reaktionsebene wird der Protonenspin transversal ausgerichtet. In einem sogenannten Abragam-Winter-Übergang wird durch ein hochfrequentes magnetisches Hilfsfeld die $m_F = +1$ -Komponente des Gesamtspins in $m_F = -1$ adiabatisch überführt. Bei Einschalten des magnetischen Wechselfeldes wird dadurch die Polarisationsrichtung $\vec{F}$ um 180° gedreht, ohne daß hierdurch die Strahlführung der Protonen beeinflusst wird. Eine detaillierte Beschreibung der Quelle ist in [25] zu finden; Aufbau und Vermessung des Abragam-Winter-Übergangs sind in [26] beschrieben.

Die Protonen werden im statischen elektrischen Feld einer Cockcroft-Walton-Kaskade mit einer Maximalspannung von ca. 1,2 MV beschleunigt (siehe Abb. 5). Nach Austritt aus dem Ionenrohr erfolgt eine Fokussierung durch ein elektrisches Quadrupoldublett auf das Target. Auf diesem Abschnitt werden die Ionen aus dem Rastgas der Quelle und die nichtdissoziierten H_2^+ -Ionen durch einen Massenseparator aus dem

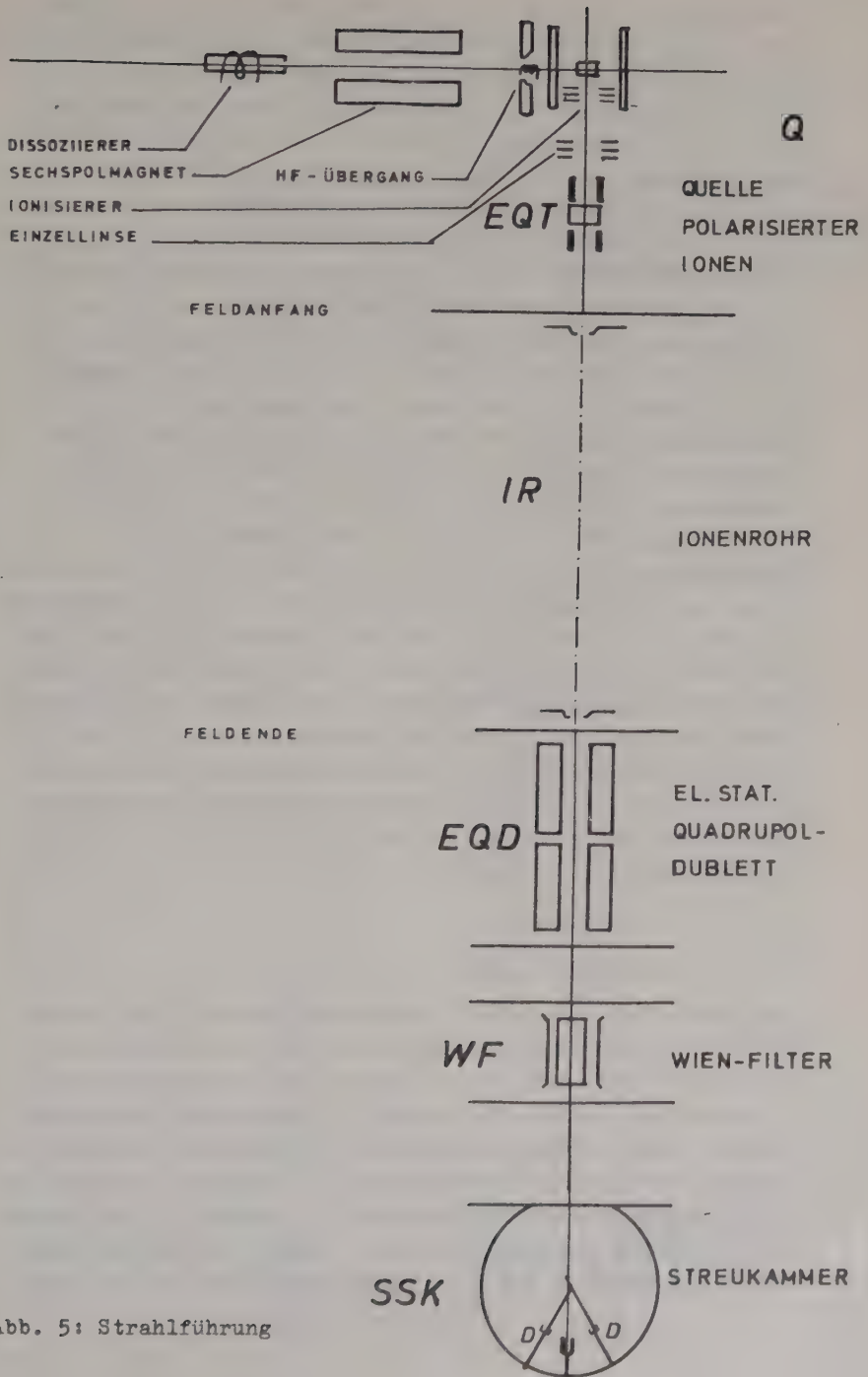


Abb. 5: Strahlführung

Strahl gelenkt. Diese Funktion übernimmt ein Wien-Filter, d.h. je ein homogenes elektrisches und magnetisches Feld, die senkrecht aufeinander und auf der Strahlrichtung stehen. Das Magnetfeld ist dabei parallel bzw. antiparallel zum Polarisationsvektor orientiert, so daß keine Beeinflussung der Polarisation durch Spinpräzession eintritt.

Wegen der Ausdehnung des Ionisierungsvolumens und der teilweise nichtlinearen Ionenoptik kann der Strahl auf eine Fläche von minimal ca. $2 \times 3 \text{ mm}^2$ fokussiert werden. Um Strahlverluste niedrig zu halten, wurden die Abmessungen der Eintrittsblende über dem Target zu $3 \times 5 \text{ mm}^2$ gewählt. Die Targetfolie war über einem Träger mit einer $8 \text{ mm}\varnothing$ -Öffnung im Zentrum einer sphärischen Reaktionskammer montiert. Als Teilchenzähler wurden 16 Silizium-Sperrschichtdetektoren (Hersteller: Ortec; Typ A 035/045) verschiedener Größe entsprechend den Angaben in Tabelle 4 (siehe S. 29) unter den Azimutwinkeln $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ verwendet.

Zur Ladungsmessung wird der Protonenstrahl in einem Faraday-Becher von $40 \text{ mm } \varnothing$ in 65 mm Abstand vom Target aufgefangen. Eine Gegenfeldblende, auf die eine Spannung von -300 V gelegt wird, verhindert eine Ladungsfehlmessung durch Sekundärelektronenemission. Während der Messungen setzt ein Konverter den Spannungsabfall des Becherstromes an einem 10^8 -Ohm-Widerstand in eine diesem proportionale Pulsrate um. Diese wird in Zähldekaden registriert, die durch das Start-Stop-Signal der gesamten Nachweiselektronik geöffnet bzw. gesperrt werden.

4.2. Nachweiselektronik

Der Aufbau der verwendeten Nachweiselektronik ist ähnlich wie der in [26] beschriebene Aufbau bei der Messung der $^{12}\text{C}(\vec{p}, p)^{12}\text{C}$ -Streuung. Abb. 6 zeigt das Prinzipschaltbild. Im Analogteil werden die aus den 16 Detektoren kommenden Signale über ladungsempfindliche Vorverstärker an den Wellenwiderstand eines Koaxialkabels (50 Ohm) angepaßt und den räumlich getrennten Hauptverstärkern zugeführt. Vor dieser Stufe wird das Frequenzband durch Hoch- und Tiefpaß mit einer Zeitkonstanten von je $2 \mu\text{s}$ eingengt, um die Energie-

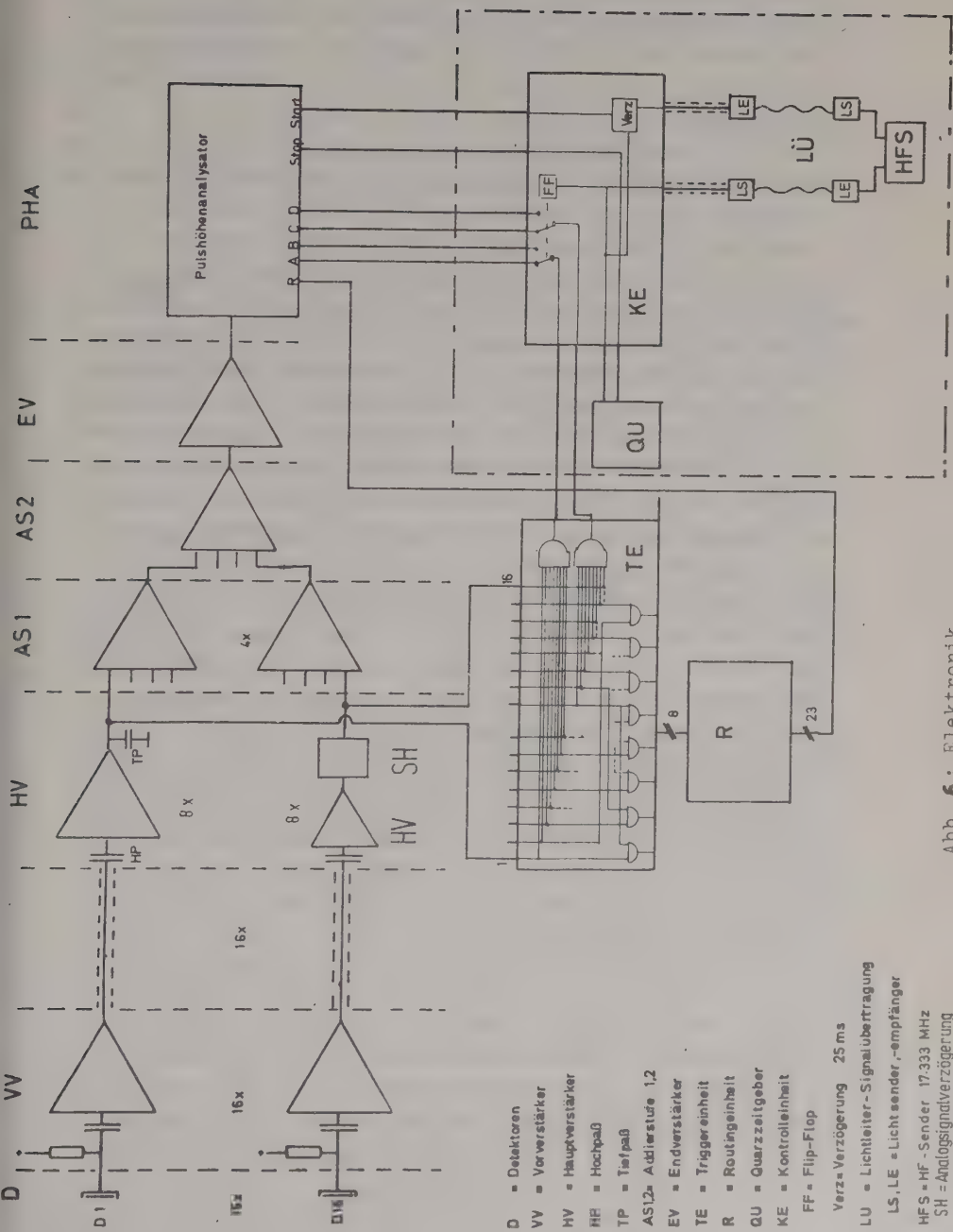


Abb 5: Elektronik

auflösung zu verbessern. Über zwei Addierstufen gelangen alle Detektorpulse als Summensignal an den Eingang eines Pulshöhenanalysators (PHA). Die Zuordnung der analysierten Pulse aus diesem Signal besorgt ein sog. Router, der einen Speicherbereich des PHA entsprechend der externen Information auswählt, welche eine Triggereinheit aus den 16 Analogzweigen formt.

Zusätzlich sind die 4096 Kanäle des Speichers in zwei Gruppen unterteilt, wobei jede Gruppe die erwähnten 16 Spektren aufnehmen kann. Die Umschaltung der Gruppen geschieht mit demselben Taktsignal, das auch über eine Lichtleiter-Signalübertragung den Generator des Abragam-Winter-Feldes und damit die Polarisationsrichtung schaltet. Um Einschwingvorgänge zu unterdrücken, startet die gesamte Registrierung erst 25 ms nach Einschalten des Generators. Das Umschalt- sowie das Start-Stop-Signal gelangen aus einem quarzgesteuerten Zeitgeber sowohl auf den Analysator als auch auf die beiden Zähldekaden zur Ladungsmessung. Hierdurch ist eine strenge Zuordnung von α -Ausbeute zu Ladung gewährleistet.

Wie im nächsten Abschnitt noch ausführlicher erläutert wird, sollte gleichzeitig mit der $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha)^{16}\text{O}$ -Reaktion die Reaktion $^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He}$ ausgelöst werden. Die koinzidenten Pulse der α -Teilchen dieser zweiten Reaktion können aber durch die Routerlogik nicht verarbeitet werden. Deshalb wurden die Signale von acht Zweigen, in denen Koinzidenzen zu den übrigen Zweigen auftreten konnten, um ein Mehrfaches der PHA-Analysierzeit verzögert. Die dazu benötigte "Stretch-and-hold"-Elektronik wurde durch die Elektronikgruppe des Hauses speziell angefertigt.

4.3. Herstellung der Targetfolien

Bei der Auswahl einer Fluorverbindung als Targetmaterial wurde auf die Erfahrungen aus der Doktorarbeit von Disqué zurückgegriffen. Das Salz LiF bietet hier aus zweierlei Gründen Vorteile:

- Es läßt sich bei relativ niedrigen Temperaturen von ca. 800 °C verdampfen und als Folie herstellen.
- Die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ kann als Eichreaktion dienen.

4.3.1. Wahl des Mischungsverhältnisses ${}^7\text{Li}:{}^6\text{Li}$

Das natürliche Lithiumfluorid erwies sich in Vorversuchen nicht im ganzen Energiebereich als geeignet. Bei $E_p = 416$ keV geben Spinka, Tombrello und Winkler (1971; [27]) für den integrierten Wirkungsquerschnitt der ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion einen Wert von $\sigma = 4,9 + 0,5$ mb an, während der Vergleichswert für die ${}^{19}\text{F}(p,\alpha){}^{16}\text{O}$ -Reaktion größenordnungsmäßig $\sigma \approx 10$ μb beträgt [2]. Die Folge dieses Ausbeuteverhältnisses wäre eine Überdeckung des α -Peaks aus der $p+{}^{19}\text{F}$ -Reaktion durch Ausläufer der α -Teilchen aus ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$. Das zu 92,5 % aus ${}^7\text{Li}$ und 7,5 % aus ${}^6\text{Li}$ zusammengesetzte natürliche Lithiumfluorid wurde deshalb durch Mischung mit hochreinem ${}^6\text{LiF}$ auf ein Verhältnis ${}^6\text{Li}:{}^7\text{Li} = (10,02 + 0,02)$ gebracht.

4.3.2. Präparation der Folien

Da sich LiF nicht freitragend in der erforderlichen Schichtdicke herstellen läßt (siehe nächster Abschnitt), wurde es auf eine Trägerfolie aus Al_2O_3 aufgedampft. Nach einem im Hause entwickelten und von R. Weber durchgeführten Verfahren werden Folienträger aus nichtrostendem Stahl mit Al-Folie beklebt und diese elektrolytisch oxidiert. Nach Abätzen des metallischen Aluminiums entsteht eine mechanisch stabile Schicht, die noch gut durchlässig ist für Protonen des betrachteten Energiebereichs.

Die so vorbereiteten Trägerfolien wurden im Hochvakuum mit LiF bedampft, das durch Elektronenbeschuß auf ca. 800 °C geheizt wurde. Die aktuelle Schichtdicke konnte über einen Kristallschwingmeßkopf überwacht werden, der im gleichen Abstand wie die Folienträger montiert war.

4.4. Durchführung der Messung $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$

4.4.1. Anordnung der Detektoren

Die gesamte Messung mußte apparativ bedingt in vier Abschnitten durchgeführt werden. Zu Beginn des ersten Abschnitts standen ca. 15 nA polarisierten Strahlstroms zur Verfügung. In der ersten Anordnung (DAO 1) wurde eine möglichst dichte Besetzung der Reaktionswinkel gewählt. Acht Detektoren registrierten die α -Teilchen unter Rückwärtswinkeln $\Theta_{\text{L}} = 90^\circ \dots 160^\circ$ und Azimut $\phi = 0^\circ$ in Reflexionsstellung des Targets. Acht weitere Detektoren waren spiegelsymmetrisch in Transitstellung angeordnet. Die Detektoren unter $\Theta_{\text{L}} = 20^\circ \dots 100^\circ$ waren mit einer 10 μm dicken Al-Folie abgedeckt, um niederenergetische α -Teilchen aus den $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha, \alpha_1, \alpha_2)$ -Reaktionen (siehe z.B. [1]) mit einer Maximalenergie von 2,7 MeV sowie die elastisch gestreuten Protonen abzutrennen.

Der Abstand der Detektoren vom Target wurde so gewählt, daß sich Nachbardetektoren nicht überschatteten. Abb. 7 zeigt die Anordnung schematisch im Schnitt durch die Reaktionsebene.

Vor Beginn der Messung wurde im Zentrum der Reaktionskammer ein ^{241}Am -Präparat mit einer Neigung von 45° bzw. 225° zur Strahlachse montiert. Dadurch konnte einerseits die Verstärkung der einzelnen Nachweiszweige eingestellt und das Spektrum geeicht werden. Zum andern war eine grobe relative Bestimmung der Raumwinkel je einer Detektorengruppe möglich. Tabelle 4 enthält das Ergebnis der Raumwinkelbestimmung auf dieser Basis. Daneben sind die effektive sensitive Fläche F_{eff} und der halbe Öffnungswinkel sowie der Abstand Detektor-Target aufgeführt.

Die absoluten Raumwinkelangaben beruhen dabei auf der Annahme, daß der Mittelwert der am meisten vertretenen Detektorgröße mit der nominalen Fläche von 300 mm^2 diesem Zahlenwert entspricht. Die Normierung der beiden Detektorengruppen aufeinander wurde einer $^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He}$ -Messung unter Ausnützung der Vor-Rückwärts-Symmetrie der emittierten α -Teilchen entnommen.

Aufgrund von Mängeln an der Protonenquelle, die kurzfristig nicht zu beheben waren, konnten die weiteren Messun-

die Beziehung

$$\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3}^s (E_\alpha = 5,48 \text{ MeV}) = 2,21 \text{ keV} \cdot \left(\frac{\mu E}{\text{cm}^2} \right)^{-1}$$

Die Zahlenwerte der Massenbelegungen der verwendeten Folien sind in Tabelle 3 in Spalte 4 angegeben.

Zur Berechnung der LiF-Schichtdicke wurde für jede Folie nach dem hier angegebenen Verfahren der Wert ΔE_{LiF} als Differenz beider zusammengehöriger Meßergebnisse gewonnen. Eine Meßkurve für den spezifischen Energieverlust ϵ_{LiF}^s für Protonen findet man bei Webb et al. (1955; [29]). Tabelle 3 enthält in den Spalten 6 und 7 die Ergebnisse dieser Untersuchung.

F.Nr.	$\frac{N_v(^6\text{Li})}{N_v(^7\text{Li})}$	Trägerfolie		Ges.Folie	LiF-Schicht	
		$\Delta E \text{ keV}$	$M_F \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	$E \text{ keV}$	$M_F \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$	$d \text{ \AA}$
1	10	32,2+1,3	50,7+2,0	48,6+1,3	26,0+2,8	990
2	nat	29,1+1,5	45,9+2,4	49,2+1,9	31,8+3,8	1210
3	10	73,2+0,4	115,4+0,7	197,1+1,4	196,0+2,4	7440
4	10	55,8+0,7	87,9+1,1	145,7+0,3	89,9+0,8	3410
5	10	62,7+0,7	98,8+1,1	104,4+0,7	66,0+1,1	2500
6	10	71,1+2,1	112,0+3,3	124,7+2,0	84,8+4,6	3200
7	10	57,2+1,6	90,1+2,5	79,8+1,3	35,8+3,3	1360

Tabelle 3: Daten der verwendeten Targetfolien

4.4. Durchführung der Messung $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha)^{16}\text{O}$

4.4.1. Anordnung der Detektoren

Die gesamte Messung mußte apparativ bedingt in vier Abschnitten durchgeführt werden. Zu Beginn des ersten Abschnitts standen ca. 15 nA polarisierten Strahlstroms zur Verfügung. In der ersten Anordnung (DAO 1) wurde eine möglichst dichte Besetzung der Reaktionswinkel gewählt. Acht Detektoren registrierten die α -Teilchen unter Rückwärtswinkeln $\Theta_{\text{r}} = 90^\circ \dots 160^\circ$ und Azimut $\phi = 0^\circ$ in Reflexionsstellung des Targets. Acht weitere Detektoren waren spiegelsymmetrisch in Transitstellung angeordnet. Die Detektoren unter $\Theta_{\text{r}} = 20^\circ \dots 100^\circ$ waren mit einer 10 μm dicken Al-Folie abgedeckt, um niederenergetische α -Teilchen aus den $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha, \alpha_1, \alpha_2)$ -Reaktionen (siehe z.B. [1]) mit einer Maximalenergie von 2,7 MeV sowie die elastisch gestreuten Protonen abzutrennen.

Der Abstand der Detektoren vom Target wurde so gewählt, daß sich Nachbardetektoren nicht überschatteten. Abb. 7 zeigt die Anordnung schematisch im Schnitt durch die Reaktionsebene.

Vor Beginn der Messung wurde im Zentrum der Reaktionskammer ein ^{241}Am -Präparat mit einer Neigung von 45° bzw. 225° zur Strahlachse montiert. Dadurch konnte einerseits die Verstärkung der einzelnen Nachweiszweige eingestellt und das Spektrum geeicht werden. Zum andern war eine grobe relative Bestimmung der Raumwinkel je einer Detektorengruppe möglich. Tabelle 4 enthält das Ergebnis der Raumwinkelbestimmung auf dieser Basis. Daneben sind die effektive sensitive Fläche F_{eff} und der halbe Öffnungswinkel sowie der Abstand Detektor-Target aufgeführt.

Die absoluten Raumwinkelangaben beruhen dabei auf der Annahme, daß der Mittelwert der am meisten vertretenen Detektorgröße mit der nominalen Fläche von 300 mm^2 diesem Zahlenwert entspricht. Die Normierung der beiden Detektorengruppen aufeinander wurde einer $^7\text{Li}(\text{p}, \alpha)^4\text{He}$ -Messung unter Ausnützung der Vor-Rückwärts-Symmetrie der emittierten α -Teilchen entnommen.

Aufgrund von Mängeln an der Protonenquelle, die kurzfristig nicht zu beheben waren, konnten die weiteren Messun-

gen mit einem polarisierten Protonenstrom von nur ca. 3 nA betrieben werden. Aus diesem Grund wurde die Detektorenanordnung ab Abschnitt 3 zugunsten größerer Raumwinkel geändert. Soweit der Öffnungswinkel der Reaktionsteilchen es zuließ, wurden die Reaktionswinkel doppelt besetzt, d.h. unter Azimutwinkeln $\phi = 0^\circ$ und 180° . Da in dieser Zusammenstellung die Detektoren im Abstand von 20° platziert werden mußten, wurden die übrigen Detektoren unter $\phi = 90^\circ$ und Azimutwinkeln 45° , 135° , 225° und 315° angebracht. Die hier gemessene Asymmetrie ist um den Faktor $+1/\sqrt{2}$ gegenüber der Links-Rechts-Asymmetrie verringert. Tabelle 5 enthält die Daten dieser Anordnung (DAO 2). Die Berechnung der Raumwinkel erfolgte hier über die geometrischen Abstände d zwischen Detektorfläche und Target, sowie über die effektiven Flächen F_{eff} aus der Detektoranordnung 1. Teilweise wurden Vorwärts- und Rückwärtswinkel gesondert bei senkrechter Folienstellung gemessen, wenn wegen der aktuellen Winkelverteilungscharakteristik die Linienverbreiterung durch Schrägstellung keine gute Linientrennung am Spektrum zuließ (Kurzbezeichnung DAO 3).

Det. Nr.	Θ_L Grad	ϕ Grad	d mm	F_{eff} mm	$\Delta\Omega$ msr	$\delta\Theta_L$ Grad
1	20	180	163	314	11,8	3,5
2	30	180	98	24	2,5	1,6
3	40	180	163	314	11,8	3,5
4	50	180	98	49	5,1	2,3
5	60	180	163	330	12,4	3,6
6	70	180	98	27	2,8	1,7
7	80	180	163	315	11,9	3,5
8	90	180	98	31	3,3	1,8
9	90	0	98	42	4,4	2,1
10	100	0	163	262	9,8	3,2
11	110	0	98	24	2,5	1,6
12	120	0	163	311	11,7	3,5
13	130	0	98	25	2,6	1,6
14	140	0	163	311	11,7	3,5
15	150	0	154	280	11,8	3,5
16	160	0	154	277	11,7	3,5

Tabelle 4:
Geometrische Raumwinkelbestimmung der Detektoranordnung 1

Θ_L Grad	ϕ Grad	d mm	$\Delta\Omega$ msr	$\delta\Theta_L$ Grad
110	0	151	13,1	3,7
110	180	151	-	3,7
70	180	151	13,7	3,8
50	180	48	21,4	4,7
70	0	151	14,4	3,9
90	315	48	11,6	3,5
30	180	151	13,7	3,8
90	45	48	13,5	3,8
90	135	48	18,3	4,4
90	0	151	11,4	3,4
90	225	48	10,5	3,3
90	180	151	13,5	3,8
130	0	48	10,6	3,3
30	0	155	12,9	3,7
150	0	157	11,4	3,5
150	180	157	11,3	3,4

Tabelle 5:
Geometrische Raumwinkelbestimmung Anordnung 2

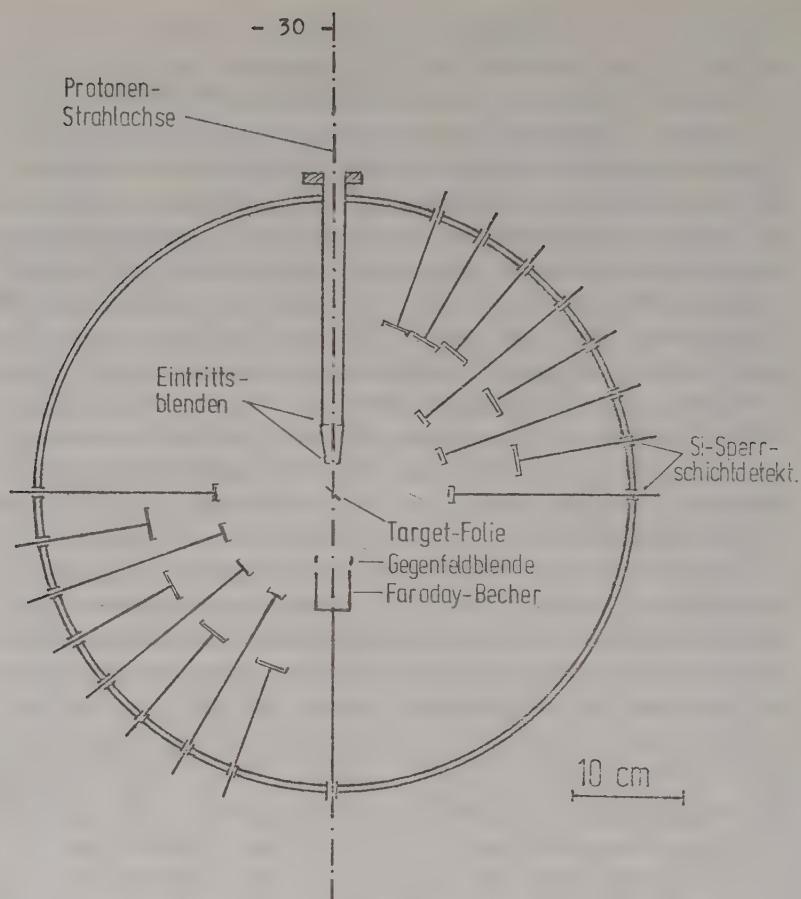


Abb 7: Schnitt durch die Reaktionskammer
(schematisch)

4.4.2. Energieeichung

Die Energie der Strahlteilchen wird durch eine direkte Spannungsmessung der Beschleunigungsspannung über eine Potentiometerschaltung bestimmt. Der Meßwiderstand am Fußpunkt der Potentiometersäule hat einen Wert von 3345 Ohm. Ihm parallel liegen die Eingangswiderstände des digitalen Meßgeräts ($R_i = 10 \text{ M}\Omega$) sowie der Verstärkerschaltung eines elektronischen Regelkreises, der die eingestellte Hochspannung auf $\pm 1 \text{ kV}$ stabilisiert. Der Gesamtwiderstand der Säule beträgt ca. $3,04 \cdot 10^9 \text{ Ohm}$. Durch jahreszeitliche Temperaturschwankungen ist dieser Wert nicht ausreichend stabil; die Spannungsmessung muß daher in regelmäßigen Abständen geeicht werden. Hierfür wurde die resonante Gamma-ausbeute der Reaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ bei $E_{p, \text{res}} = 340,5$ und $872,11 \text{ keV}$ benützt.

Zur Eichung wurde vor jedem Meßabschnitt ein dickes Target aus fluoriertem Aluminium bestrahlt und die γ -Ausbeute durch einen $1'' \times 1'' \varnothing$ -NaJ-Kristall registriert. Die direkt gemessene γ -Ausbeute (Arcustangens-Funktion) liefert bei Bildung des Differenzenquotienten der Ausbeuten Y_γ aus je zwei benachbarten Einstellungen der Beschleunigungsspannung U_i bzw. U_{i+1} näherungsweise die bekannte Breit-Wigner-Form:

$$\frac{Y_\gamma(U_{i+1}) - Y_\gamma(U_i)}{U_{i+1} - U_i} \approx \frac{A}{(U - U_{\text{res}})^2 + \Gamma^2/4}$$

$$(U = U_i + (U_{i+1} - U_i)/2)$$

Die Parameter A und U_{res} wurden nach der Methode der kleinsten Chi-Quadrate ermittelt. Die Eichfaktoren

$$f := \frac{E_{p, \text{res}}(p, \alpha \gamma)}{U_{\text{res}}}$$

ergaben sich daraus für die vier Meßreihen zu:

Meßreihe	Zeitraum	Eichfaktor $f \left[\frac{\text{MeV}}{\text{V}} \right]$
1	30.11. - 9.12.77	0,9080
2	20. 2. -22. 3.78	0,9000
3	18. 7. -22. 7.78	0,9004
4	2..8. -18. 8.78	0,8814

Die Abweichung in der 4. Meßreihe erklärt sich aus einem geänderten Eingangswiderstand des oben erwähnten Regelkreises.

Die "wahre" Protonenenergie, d.h. die mittlere Energie, unter der die Reaktion ausgelöst wird, ist die Differenz aus der Strahlenergie $E_{p, \text{strahl}}$ und dem Energieverlust nach Durchlaufen der halben Schichtdicke im Target:

$$E_p = E_{p, \text{wahr}} = E_{p, \text{strahl}} - \Delta E/2$$

Bei Schrägstellung der Folie vergrößert sich ΔE um den Faktor $\frac{1}{\cos \alpha}$, wenn α der Anstellwinkel der Folie ist. Da die Strahlunschärfe maximal 2 keV beträgt, wird die Energieunschärfe hauptsächlich durch den Energieverlust im Target bestimmt:

$$\delta E_p \approx \frac{\Delta E}{2}$$

4.4.3. Durchführung der Messung

Wegen des geringen verfügbaren Strahlstroms bei einer Analysierstärkemessung war der Energiebereich nach unten begrenzt. Als Kompromiß zwischen Energieauflösung δE_p und Ausbeute (es gilt $Y \sim \Delta E_p$) wurde eine Unschärfe von $\delta E_p = 49$ keV im niedrigsten Meßpunkt bei $E_p = 454$ keV gewählt. In dieser Einstellung wurde in den Detektoren mit Raumwinkeln $\Delta \Omega \approx 10^{-2}$ sr eine statistische Unsicherheit der Asymmetrie von $\delta \epsilon \approx 2 \cdot 10^{-2}$ in insgesamt 45,5 h reiner Meßzeit erreicht bei einem mittleren Strahlstrom von $I_p = 12,5$ nA. In Detektor 9 unter $\theta = 90^\circ$ entspricht dies einem differentiellen Wirkungsquerschnitt von $2,5 \mu\text{b/sr}$. Bei dieser Protonenenergie im Abstand einer halben Halbwertsbreite von den vermuteten Resonanzen bei $E_p = 400$ keV sollte eine Interferenzstruktur noch erkennbar sein. Eine Messung bei noch niedrigeren Energien hätte den gesteckten Rahmen an zeitlichem Aufwand überschritten.

Die obere Grenze des Meßbereichs sollte die starke Resonanz bei $E_p = 845$ keV noch erfassen, deren Spinzunordnung aufgrund widersprüchlicher Literaturangaben unklar erschien. Im Zwischenbereich wurden Punkte je nach Resonanznähe in wenigen keV bis ca. 30 keV Abstand gemessen.

Da manche Energieeinstellungen aus technischen Gründen in verschiedenen Meßabschnitten vorgenommen wurden, bedingte die Energieeichmessung am Ende des jeweiligen Abschnitts eine geringfügig unterschiedliche Protonenenergie. Bei der in Kapitel 5 behandelten Zusammenfassung der Meßpunkte wurden daraus mittlere Energien nach statistischen Gewichten errechnet. Tabelle 6 gibt Aufschluß über die apparativen Parameter der gesamten Messung. Die in der letzten Spalte eingetragenen Werte der Strahlpolarisation werden im nächsten Abschnitt erläutert.

4.4.4. Polarisationsüberwachung

Vor Beginn und nach Ende jeder Energieeinstellung wurde die Strahlpolarisation überwacht. Hierzu wurde an die Stelle der LiF-Folie eine metallische Be-Folie gesetzt und die Asymmetrie der α -Teilchen aus der Reaktion ${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}$ unter einem Winkel von $\Theta_L = 150^\circ$ gemessen. Diese Reaktion wurde in [30] speziell als Polarisationsmonitor entwickelt. Sie besitzt eine Resonanz bei $E_p = 461$ keV, bei welcher die Analysierstärke unter dem Laborwinkel $\Theta_L = 150^\circ$ den Wert $A = 0,20 \pm 0,01$ annimmt. Die Energie der bei dieser Resonanz emittierten α -Teilchen beträgt 2,3 MeV. Die Detektoren unter 150° wurden zu diesem Zweck an eigene Verstärker und Diskriminatorstufen angeschlossen, wo die α -Teilchen aus dem Restspektrum (Rückstoßkern ${}^6\text{Li}$; elast. gestreute Protonen; Deuteronen aus der gleichzeitig ausgelösten ${}^9\text{Be}(p,d)$ -Reaktion) ausgeblendet wurden. In einer Meßzeit von ca. 20 min wurde eine relative Genauigkeit von 5 - 8 % erreicht, die den statistischen Fehler der ${}^{19}\text{F}(p,\alpha)$ -Messung um maximal 20 % vergrößerte. Aus beiden Polarisationsmessungen wurde der mit dem Strahlstrom gewogene Mittelwert gebildet. War die Polarisation über mehrere Messungen hinweg konstant innerhalb des einzelnen statistischen Fehlers, so wurde ein Gesamtmittelwert gebildet, dessen Fehler durch die Standardabweichung festgelegt ist. Die Analysierstärke der ${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}$ -Reaktion wurde unter den Monitorbedingungen mit Hilfe der elastischen p- ${}^4\text{He}$ -Streuung unter $E_p = 1005$ keV und $\Theta_L = 70^\circ$ überprüft. Dazu

Me8- Nr.	E _p keV	ΔE _p keV	DAO Folie	Q mC	P	Me8- Nr.	E _p keV	ΔE _p keV	DAO Folie	Q mC	P	
1	454	49	1	3	2,048	0,300 ± 0,007	27	685,3	2	0,084	0,390 ± 0,009	
2	489	47	1	3	0,354	0,300 ± 0,007	28	694,6	2	0,128	0,337 ± 0,018	
3	490	38	1	4	0,226	0,288 ± 0,016	29	695,9	3	0,135	0,373 ± 0,011	
4	490	38	1	4	0,520	0,300 ± 0,007	30	698,9	1	2	0,090	0,363 ± 0,017
5	531	36	1	4	0,113	0,333 ± 0,024	31	698,9	1	2	0,125	0,389 ± 0,010
6	533	13,0	1	5	0,346	0,314 ± 0,018	32	700,2	1	1	0,073	0,351 ± 0,020
7	594,9	18,0	2	6	0,191	0,330 ± 0,015	33	700,2	1	1	0,171	0,330 ± 0,018
8	546,0	13,0	1	5	0,267	0,299 ± 0,012	34	712,0	1	1	0,158	0,345 ± 0,015
9	597,8	11,6	3	6	0,093	0,373 ± 0,017	35	726,9	1	5	0,220	0,375 ± 0,016
10	597,8	11,6	3	6	0,100	0,357 ± 0,018	36	759,2	1	2	0,185	0,337 ± 0,017
11	603,0	12,5	1	5	0,067	0,311 ± 0,019	37	759,2	1	2	0,125	0,363 ± 0,018
12	609,1	17,5	2	6	0,177	0,332 ± 0,013	38	760,8	1	1	0,082	0,288 ± 0,018
13	609,1	17,5	2	6	0,034	0,385 ± 0,017	39	757,7	1	2	0,068	0,288 ± 0,018
14	609,1	17,5	2	6	0,065	0,401 ± 0,015	40	767,7	1	2	0,094	0,264 ± 0,018
15	623,5	17,3	2	6	0,116	0,377 ± 0,017	41	767,7	1	2	0,075	0,361 ± 0,018
16	627,0	11,1	3	6	0,123	0,355 ± 0,018	42	787,3	1	2	0,053	0,348 ± 0,020
17	633,4	17,0	2	6	0,171	0,406 ± 0,017	43	797,3	1	2	0,053	0,345 ± 0,019
18	639,5	12,1	1	5	0,049	0,393 ± 0,023	44	787,3	1	2	0,125	0,327 ± 0,019
19	639,5	12,1	1	5	0,084	0,312 ± 0,025	45	804,1	2	2	0,042	0,373 ± 0,011
20	641,3	11,0	3	6	0,090	0,373 ± 0,011	46	816,1	2	2	0,044	0,373 ± 0,011
21	641,3	11,0	3	6	0,093	0,370 ± 0,017	47	817,2	1	5	0,086	0,345 ± 0,021
22	663,0	16,6	2	6	0,131	0,330 ± 0,016	48	828,9	2	2	0,044	0,373 ± 0,011
23	663,0	16,6	2	6	0,103	0,330 ± 0,009	49	834,6	1	2	0,056	0,389 ± 0,010
24	665,4	10,7	3	6	0,208	0,404 ± 0,016	50	834,6	6	1	0,068	0,352 ± 0,018
25	681,7	7,5	2	2	0,136	0,390 ± 0,009	51	834,6	2	6	0,047	0,373 ± 0,011
26	683,5	4,9	3	2	0,244	0,390 ± 0,009	52	849,0	1	2	0,029	0,389 ± 0,010

Tabelle 6: Apparative Parameter der Einzelmessungen

Erläuterungen:

DAO = Detektoranordnung; siehe Abschnitt 4.4.1.

Folie: siehe Tabelle 3 in Abschnitt 4.3.3.

Q = Ladungsmessung aus Faraday-Rechenstrom

P = Polarisationsgrad

wurde das in [30] beschriebene Gastarget eingebaut. Die Asymmetrie dieser Streuung wurde zu $\xi = -0,118 \pm 0,007$ gemessen. Die Analysierstärke kann mit Hilfe der bei Arndt [31] angegebenen Streuphasen berechnet werden (siehe auch [26]) und beträgt in diesem Falle $A = 0,287$. Der Polarisationsgrad betrug demnach $P = 0,411 \pm 0,024$ (Fehler nur statistisch). Für die Reaktion ${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}$ wurde unter den Bedingungen der Monitormessung die Asymmetrie $\xi = -0,0849 \pm 0,0032$ gemessen. Die Bezugsanalysierstärke ist damit:

$$A_{\text{monitor}} = 0,206 \pm 0,008.$$

5. Meßergebnisse und Ausgleich durch Legendre-Polynome

5.1. Auswertung der Spektren

Abbildung 8 zeigt typische Spektren für zwei Winkel $\Theta_1 = 40^\circ$ und 150° bei der Energie $E_p = 589$ keV. Die eingezeichneten Pfeile geben die gewählten Integrationsgrenzen an. Durch die Routermethode (siehe Abschnitt 4.2) und die schnelle Spinumschaltung haben die Grenzen der zu beiden Polarisationsrichtungen gehörigen Peaks den festen Kanalabstand $k\uparrow = k\downarrow + 2048$. Dadurch hat die Wahl der Grenzen, soweit diese nicht in die Flanken eines Peaks gelegt werden, einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Asymmetrieberechnung. Eine Untergrundkorrektur brauchte in Detektoranordnung 1 nicht durchgeführt zu werden. Bei der Anordnung 2 entstand durch den geringen Winkel zwischen Targetebene und einigen Detektoren Untergrund durch gestreute α -Teilchen der ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion. Dieser wurde durch eine Gerade angenähert, die durch gemittelte Stützpunkte zu beiden Seiten der Peaks gelegt wurde. Die hierdurch auftretende zusätzliche Unsicherheit der resultierenden α -Stoßzahl wurde in der Fehlerfortpflanzung berücksichtigt. Soweit sich die Protonenenergie, die Targeteinstellung und die Strahlpolarisation über mehrere Messungen hinweg reproduzieren ließen, wurden die zusammengehörigen Integrale direkt aufaddiert.

5.2. Die Legendre-Koeffizienten der unpolarisierten Winkelverteilungen

Die weitere Auswertung verfolgt entsprechend den Ausführungen in Kapitel 3.3 das Ziel, aus den Stoßzahlen $N_{\alpha_0}(\Theta)$ die Koeffizienten der Entwicklungen (3.8) und (3.9) zu gewinnen. Obwohl gemessene Werte der B_L -Koeffizienten im betrachteten Energiebereich vorliegen, wurde auf eine simultane Bestimmung von Analysierstärke und differentiellen Wirkungsquerschnitt Wert gelegt. Es sollte vermieden werden, daß das Produkt $A(\Theta) \cdot \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\Theta)$ durch die ungeprüfte Verwendung fremder Daten mit eventuell nicht genau übereinstimmenden Energien fehlinterpretiert werden könnte.

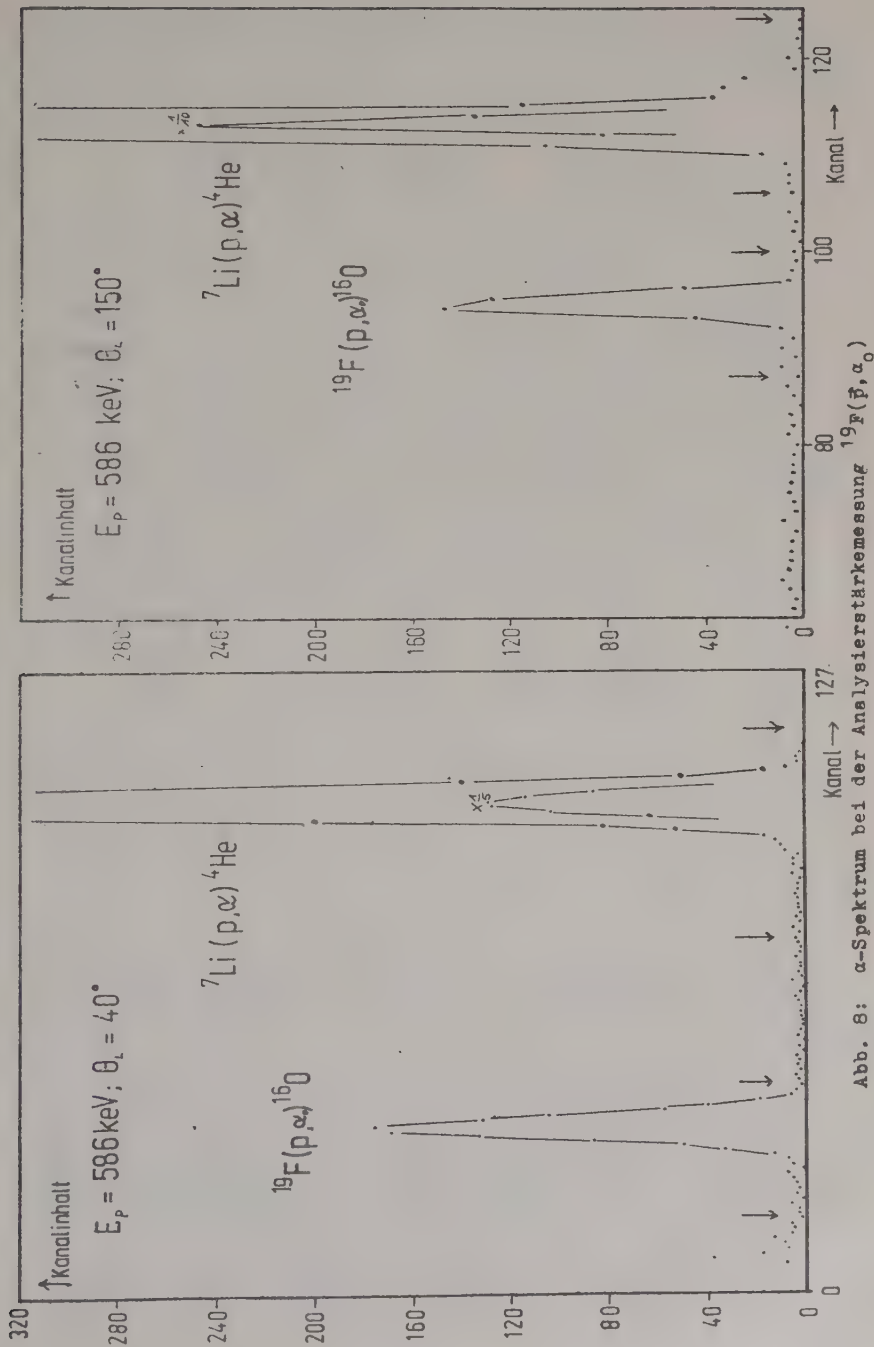


Abb. 8: α -Spektrum bei der Analysierstärkemessung $^{19}\text{F}(p, \alpha)$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta)$ kann durch Mittelung der Stoßzahlen $N_{\uparrow}$ und $N_{\downarrow}$ über die beiden Polarisationsrichtungen $\uparrow$ und $\downarrow$ nach Gleichung (5.1) gewonnen werden:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) = \frac{e}{2N_v d} \left(\frac{N_{\uparrow}(\theta)}{Q_{\uparrow} \cdot \Delta\Omega_{\uparrow}(\theta)} + \frac{N_{\downarrow}(\theta)}{Q_{\downarrow} \cdot \Delta\Omega_{\downarrow}(\theta)} \right) \quad (5.1)$$

(e = Elementarladung; N_v = Teilchendichte der Reaktionskerne im Target; d = Dicke der Targetschicht)

Um von den Targeteigenschaften, die in die Größen $N_v d$ eingehen, sowie einer absoluten Ladungsnormierung unabhängig zu sein, wurde die α -Stoßzahl "N(F)" aus der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0) ^{16}\text{O}$ -Reaktion durch die Stoßzahl "N(Li)" der α -Teilchen aus der $^7\text{Li}(p, \alpha) ^4\text{He}$ -Reaktion normiert. Wendet man die Gleichung (5.1) auf beide Reaktionen an und berücksichtigt, daß beide durch dieselbe Protonenzahl Q/e und unter denselben Raumwinkeln $\Delta\Omega_{\uparrow}$ bzw. $\Delta\Omega_{\downarrow}$ ausgelöst werden, so folgt eine Beziehung, welche unabhängig von den Raumwinkeln und der Ladungsmessung gilt:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\text{F}) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\text{Li}) \frac{N_v(\text{Li})}{N_v(\text{F})} \cdot \frac{N_{\uparrow}(\text{F}) + N_{\downarrow}(\text{F})}{N_{\uparrow}(\text{Li}) + N_{\downarrow}(\text{Li})} \quad (5.2)$$

Das Verhältnis der Teilchendichten $N_v(^{\text{nat}}\text{Li}):N_v(\text{F})$ ist stöchiometrisch identisch 1. Hieraus resultiert ein Teilchenverhältnis

$$\frac{N_v(^7\text{Li})}{N_v(\text{F})} = \begin{cases} 0,925 & \text{für Folie 2} \\ 10,02 & \text{für die Folien mit angereichertem } ^6\text{Li}/^7\text{Li-Verhältnis.} \end{cases}$$

Obwohl sich mehrere theoretische Arbeiten mit der Reaktion $^7\text{Li}(p, \alpha) ^4\text{He}$ beschäftigen - besonders umfassende diejenigen von Freeman und Mani (1965; [32]) sowie von Kumar (1971; [33]) -, wurde einer experimentellen Bestimmung der Vorzug gegeben, da es hierbei auf möglichst quantitativ genaue Angaben ankommt. Mit einer relativen Genauigkeit von 4 % für den Koeffizienten A und 20 % für den Koeffizienten B wurde von Conrad (1961; [34]) die Anregungsfunktion nach der Entwicklung (5.3) im Bereich $E_p = 450$ bis 726 keV bestimmt.

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\text{Li}; E_p, \theta) = W_0(E_p) (1 + A(E_p) \cdot \cos^2 \theta + B(E_p) \cdot \cos^4 \theta) \quad (5.3)$$

Die Schwelle für den Einfang $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}$ liegt bei $E_b = 17,256 \text{ MeV}$ [35]. Der Zerfall in zwei ${}^4\text{He}$ -Kerne bedingt eine Invarianz der Reaktion gegen die Spiegelung $\Theta \rightarrow \pi - \Theta$. Es können daher im Ausgangskanal nur gerade Bahndrehimpulsquantenzahlen auftreten; der differentielle Wirkungsquerschnitt ist symmetrisch zu $\Theta = 90^\circ$. Die Anregungsfunktion im Energiebereich $E_p < 1 \text{ MeV}$ wird im wesentlichen bestimmt durch die Coulomb- und Hard-sphere-Phasen, überlagert durch die Ausläufer hauptsächlich zweier Niveaus bei $E_p = 3 \text{ MeV}$ und 6 MeV mit Breiten von je ca. 1 MeV .

Die beiden von Conrad bestimmten Koeffizienten A und B zeigen den oben erklärten monotonen Verlauf. Zur Anwendung auf die Energien der ${}^{19}\text{F}(p, \alpha_0){}^{16}\text{O}$ -Meßpunkte wurden die Funktionen $A(E_p)$ durch ein Polynom 3. Grades, diejenige des Koeffizienten $B(E_p)$ durch eine Parabel ausgedrückt. Abb. 9 stellt die Meßdaten den Ausgleichskurven gegenüber.

Die Extrapolation zu höheren Energien wurde folgendermaßen auf Konsistenz geprüft: Durch Einsetzen des rechnerischen Wertes $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{Li})$ aus der Ausgleichsfunktion in die Formel (5.1) wurde ein relativer Raumwinkel für jeden Detektor und jede Protonenenergie bestimmt, wobei die Energieabhängigkeit $W_0(E_p)$ empirisch durch Mittelwertbildung über alle Winkel eliminiert wurde. Entspricht die tatsächliche Winkelverteilung nicht dieser Normierung, so muß ein energiesabhängiger Trend einer solchen Raumwinkelbestimmung zu beobachten sein. Es wurden so zwar absolute Unterschiede bei Verwendung verschiedener Folien beobachtet, aber jeweils keine systematische Abweichung von einer Konstanten. Gleichzeitig gab dieser Test Hinweise auf Ausreißer, welche durch ungünstige Geometrie zu erklären sind.

Die nach Gleichung (5.2) gewonnenen Winkelverteilungen der ${}^{19}\text{F}(p, \alpha_0){}^{16}\text{O}$ -Reaktion wurden für jeden Energiepunkt einzeln durch gewöhnliche Legendre-Polynome bis zum Grade 5 ausgedrückt (nach Gleichung (3.8)). Die Entwicklung wurde dort abgebrochen, wo die Wahrscheinlichkeit für die χ^2 -Funktion nach der Definition (5.4), $P(\chi^2; f)$, ein Maximum erreichte, wobei folgende Testgröße für den Chi-Quadratstest nach Pearson berechnet wurde (Definition (5.4)):

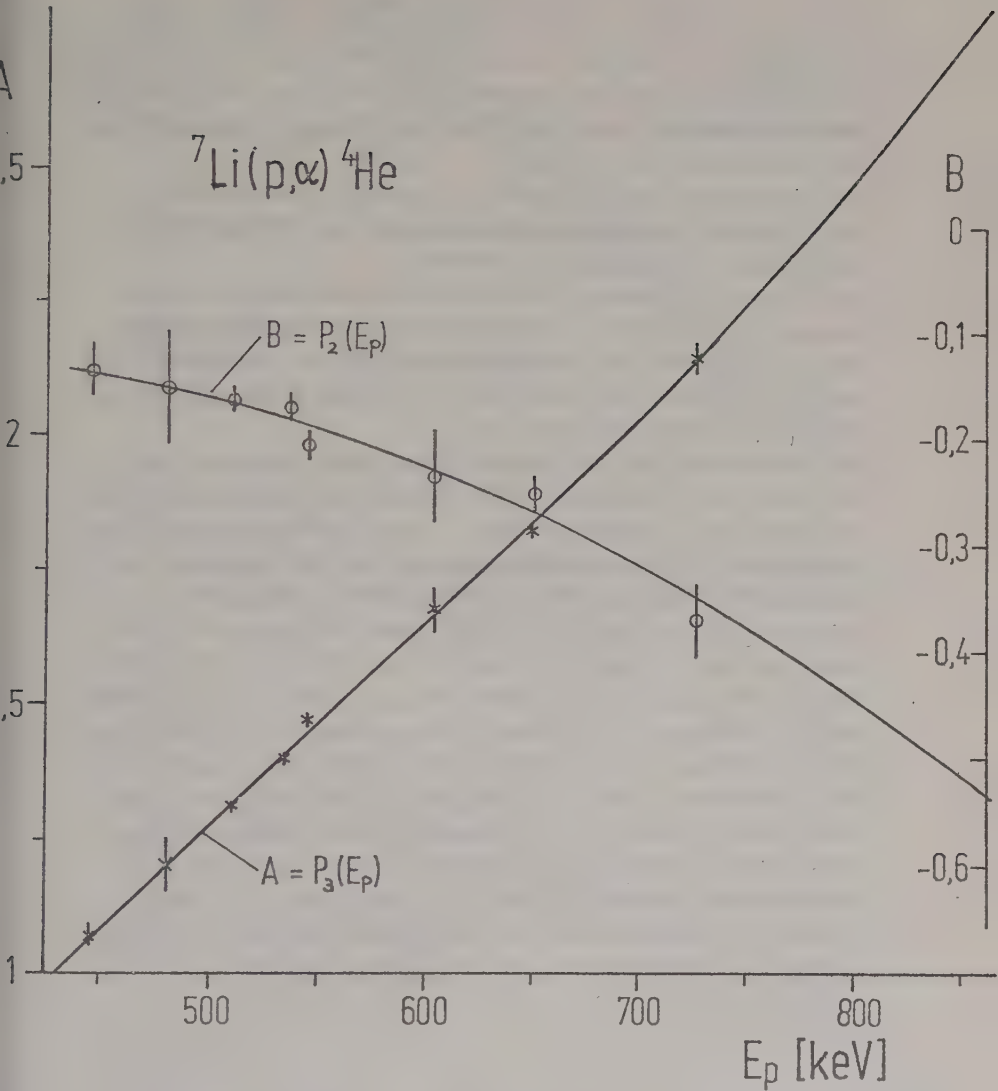


Abb. 9: Winkelverteilungskoeffizienten der ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=90^\circ) (1 + A \cos^2\theta + B \cos^4\theta)$$

*** = Meßwerte A

φφφ = Meßwerte B nach Conrad [34]

— = Berechnet nach Bestfit mit Polynom $P_n(E_p)$

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\left(\left(\frac{d\sigma_e}{d\Omega}(\theta_i) \right)^{exp} - \left(\frac{d\sigma_e}{d\Omega}(\theta_i) \right)^{polynom} \right)^2}{\left(\delta \left(\frac{d\sigma_e}{d\Omega}(\theta_i) \right)^{exp} \right)^2} \quad (5.4)$$

Die Zahl f der Freiheitsgrade setzt sich aus der Zahl der freien Parameter p und der Zahl der Winkel n zusammen nach der Beziehung $f = n - p$.

Die Fehler der Koeffizienten B_L wurden gleichzeitig mit dem linearen Ausgleichsverfahren nach der Methode der Gauß'schen Fehlermatrix berechnet.

Abb. 10a zeigt exemplarisch die Winkelverteilung für die Energie $E_p = 454$ keV als Beispiel für die Detektoranordnung 1, Abb. 12a eine Winkelverteilung der Anordnung 2 bei $E_p = 664$ keV. Die ausgezogenen Kurven geben den Verlauf des Legendre-Polynoms an.

Die Normierung auf den integrierten Wirkungsquerschnitt der ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ -Reaktion, die in den Koeffizienten B_L noch enthalten ist, wurde durch die Verhältnisbildung $A_L = B_L/B_0$ eliminiert. In dieser Form konnten die Meßergebnisse bei gleichen Protonenenergien zusammengefaßt und auch mit den Daten von Breuer und Isoya verglichen werden. Die Mittelung der Koeffizienten A_L nach ihrem statistischen Gewicht wurde nur zwischen Meßpunkten vorgenommen, für welche die Streuung keine signifikante Abweichung ergab. Wo diese Bedingung nicht erfüllt war, werden die Punkte einzeln angegeben. Tabelle 7 enthält als Ergebnis die gewonnenen Koeffizienten zu ihren gemittelten Energien. Die statistische Wahrscheinlichkeit des Ausgleichs bzw. der Zusammenfassung sind in Spalte 3 angegeben. Die Abbildungen 13 bis 16 zeigen die Anregungsfunktionen im Vergleich mit den Meßwerten von Isoya und Breuer.

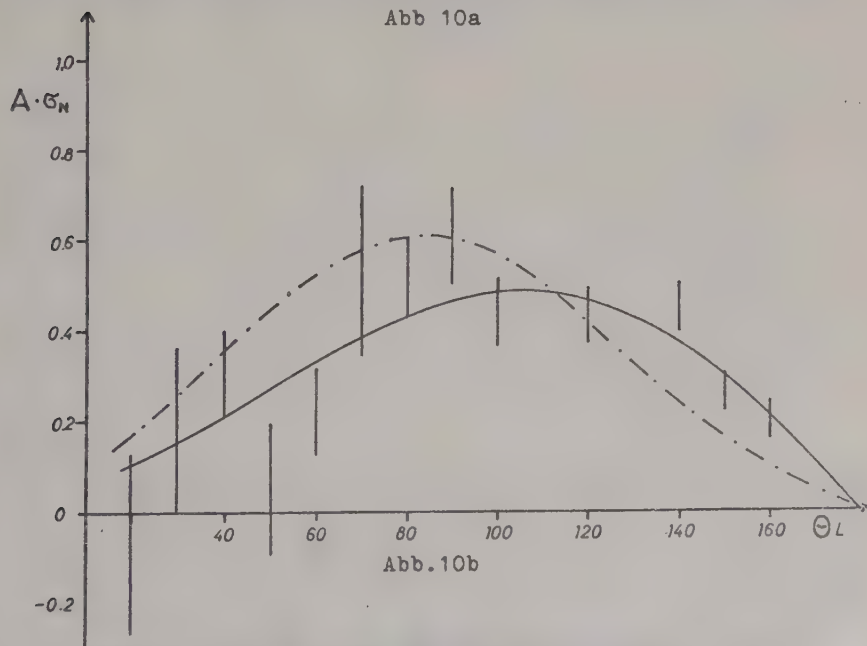
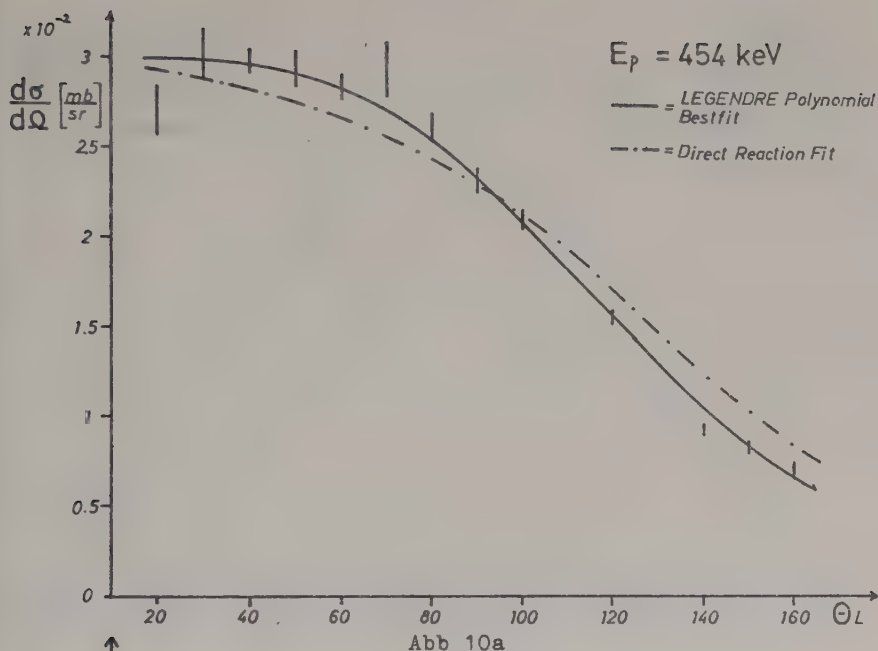


Abb. 10a: Winkelverteilung $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)$ -Reaktion

Abb. 10b: Winkelverteilung $A \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$ der $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0)$ -Reaktion

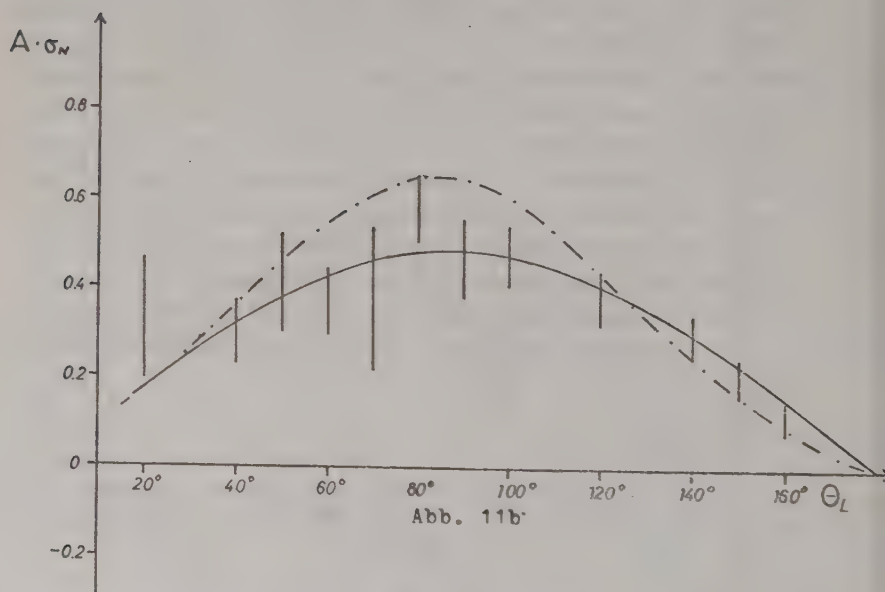
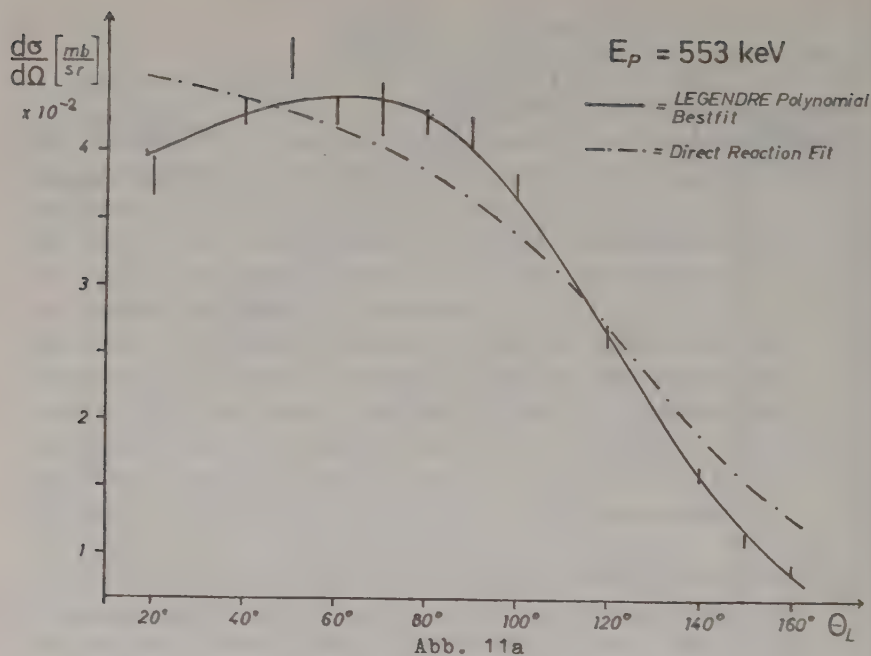


Abb 11a: Winkelverteilung $\left\{ \frac{d\sigma_w}{d\Omega} \right\}$ der $^{19}\text{F}(p, \alpha_p)$ -Reaktion
 Abb 11b: $\left\{ A \cdot \frac{d\sigma_w}{d\Omega} \right\}$

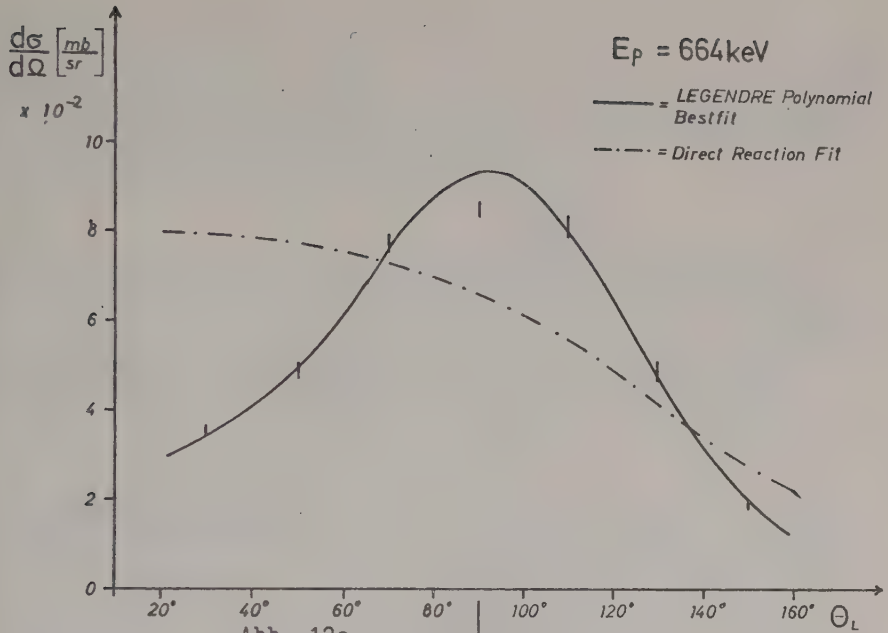


Abb. 12a

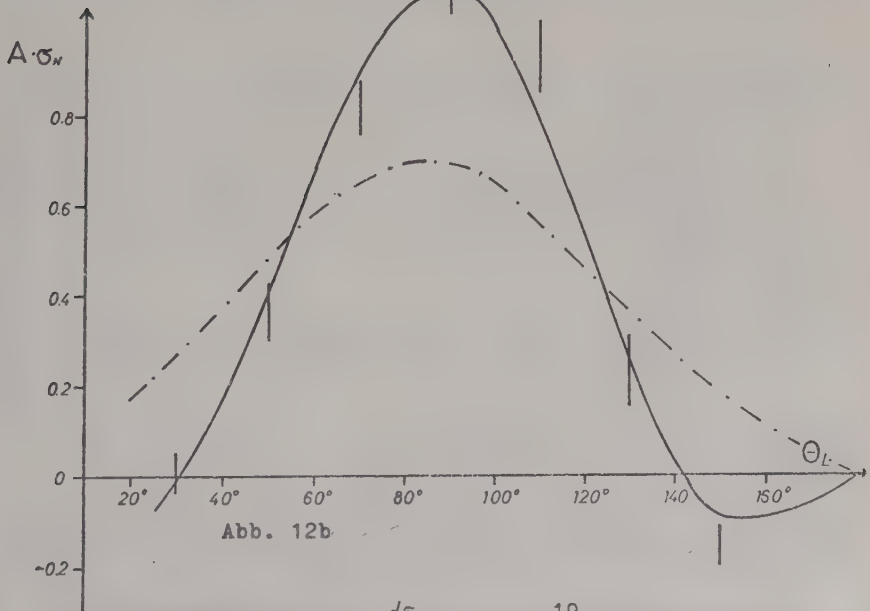


Abb. 12b

Abb. 12a: Winkelverteilung

Abb. 12b: "

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$$

$$A \cdot \frac{d\sigma_0}{d\Omega}$$

der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)$ -Reaktion

"

E_p [keV]	δE_p [keV]	P %	A_1	A_2	A_3	A_4
454	49	18,1	$0,575 \pm 0,015$	$-0,227 \pm 0,021$	$-0,083 \pm 0,023$	
490	41	20,0	$0,528 \pm 0,017$	$-0,293 \pm 0,036$	$-0,068 \pm 0,021$	
531	36	62,3	$0,444 \pm 0,024$	$-0,419 \pm 0,031$	$-0,009 \pm 0,039$	
553	13	6,7	$0,484 \pm 0,013$	$-0,361 \pm 0,016$	$-0,015 \pm 0,020$	
586	14	10,0	$0,381 \pm 0,024$	$-0,504 \pm 0,026$	$0,076 \pm 0,084$	
603	13	4,5	$0,296 \pm 0,052$	$-0,557 \pm 0,076$	$-0,118 \pm 0,114$	
609	17,5	7,0	$0,369 \pm 0,023$	$-0,609 \pm 0,030$	$0,010 \pm 0,046$	$-0,151 \pm 0,063$
625	14	86,0	$0,198 \pm 0,025$	$-0,661 \pm 0,035$	$0,232 \pm 0,063$	
639	14	11,3	$0,175 \pm 0,017$	$-0,777 \pm 0,025$	$0,077 \pm 0,034$	$0,118 \pm 0,036$
641	11	85,5	$0,086 \pm 0,043$	$-0,802 \pm 0,077$	$0,214 \pm 0,101$	
664	14	5,0	$0,064 \pm 0,019$	$-0,873 \pm 0,031$	$0,205 \pm 0,034$	$0,235 \pm 0,053$
683	6	20,0	$-0,174 \pm 0,094$	$-0,840 \pm 0,033$	$0,407 \pm 0,077$	$0,338 \pm 0,105$
695	6	87,0	$-0,228 \pm 0,038$	$-0,426 \pm 0,045$	$0,514 \pm 0,065$	$0,704 \pm 0,090$
699	7	19,6	$0,054 \pm 0,026$	$0,143 \pm 0,039$	$0,507 \pm 0,047$	$1,182 \pm 0,057$
700	5,4	28,4	$0,189 \pm 0,030$	$0,027 \pm 0,053$	$0,746 \pm 0,057$	$1,231 \pm 0,073$
712	5,3	51,5	$0,733 \pm 0,036$	$0,402 \pm 0,052$	$0,759 \pm 0,058$	$1,181 \pm 0,065$
727	11	35,0	$0,619 \pm 0,020$	$0,780 \pm 0,031$	$0,425 \pm 0,031$	$1,322 \pm 0,039$
760	6,6	57,8	$0,482 \pm 0,019$	$1,568 \pm 0,028$	$0,041 \pm 0,026$	$1,138 \pm 0,030$
768	6,3	38,1	$0,342 \pm 0,019$	$1,477 \pm 0,028$	$-0,187 \pm 0,027$	$0,925 \pm 0,031$
787	6,9	19,0	$-0,215 \pm 0,068$	$0,537 \pm 0,042$	$0,355 \pm 0,068$	$0,156 \pm 0,064$
804	6,8	5,4	$-0,244 \pm 0,053$	$1,013 \pm 0,075$	$0,137 \pm 0,075$	$0,337 \pm 0,099$
817	9,1	6,0	$0,038 \pm 0,038$	$0,949 \pm 0,036$	$0,176 \pm 0,125$	$0,437 \pm 0,081$
829	6,7	4,0	$-0,071 \pm 0,044$	$0,962 \pm 0,062$	$-0,137 \pm 0,062$	$0,353 \pm 0,080$
835	6,0	49,4	$-0,087 \pm 0,021$	$0,728 \pm 0,027$	$0,025 \pm 0,033$	$0,057 \pm 0,038$
849	6,0	63,2	$-0,167 \pm 0,040$	$0,185 \pm 0,053$	$-0,067 \pm 0,066$	$0,153 \pm 0,076$

Tabelle 7: Gemessene Legendre-Koeffizienten A_i der unpolarisierten Winkelverteilungen.

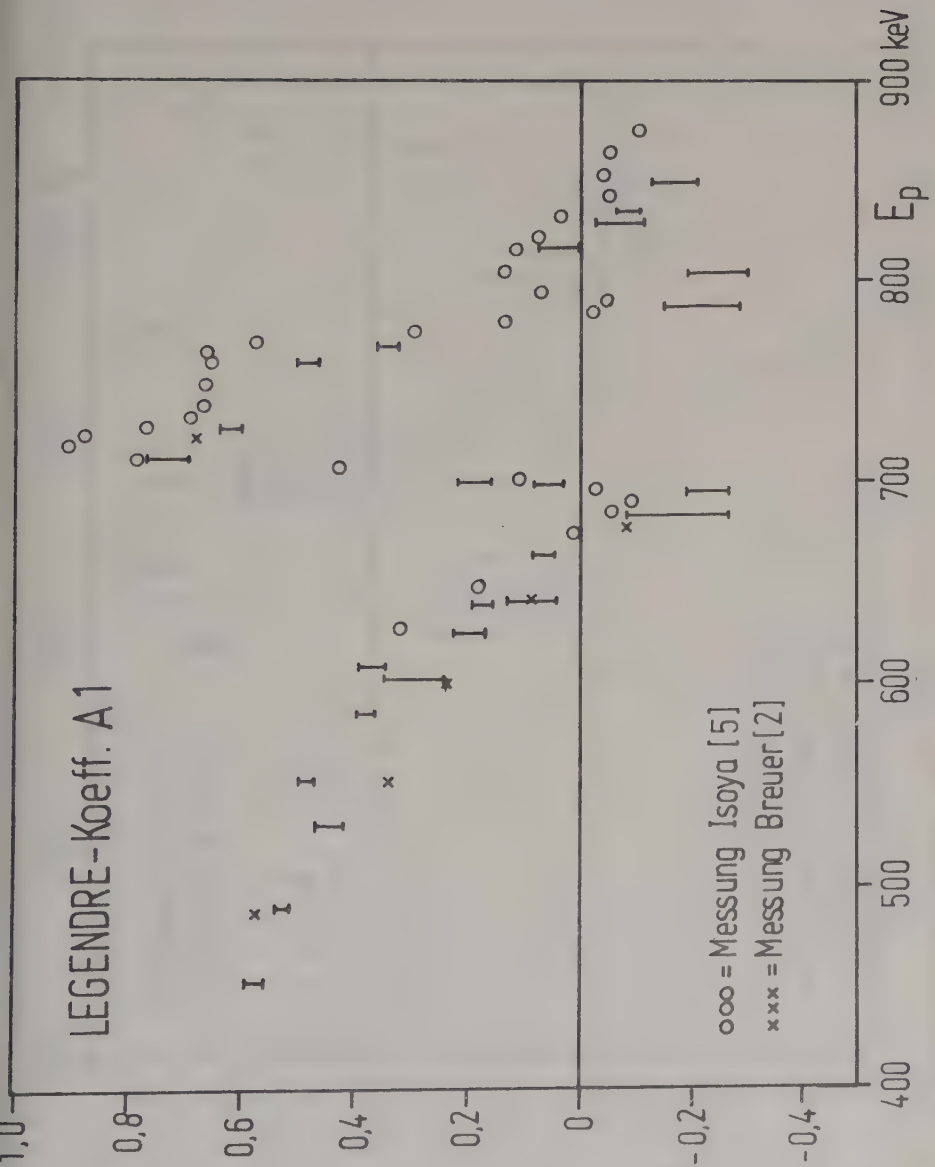


Abb. 13: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$;

Meßwerte des Legendre-Koeffizienten A_1 ($L=1$)

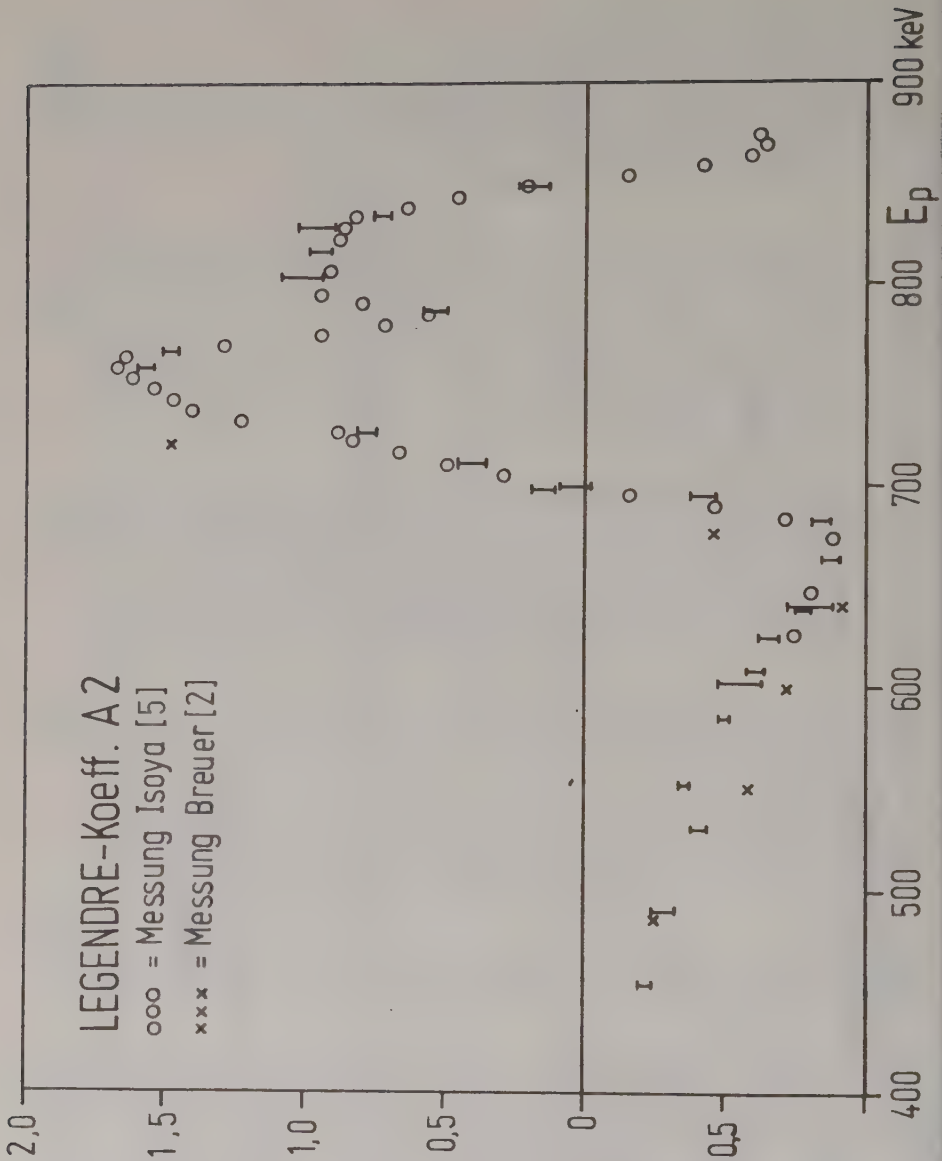


Abb. 14: $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$;

Meßwerte des Legendre-Koeffizienten A_2 ($L=2$)

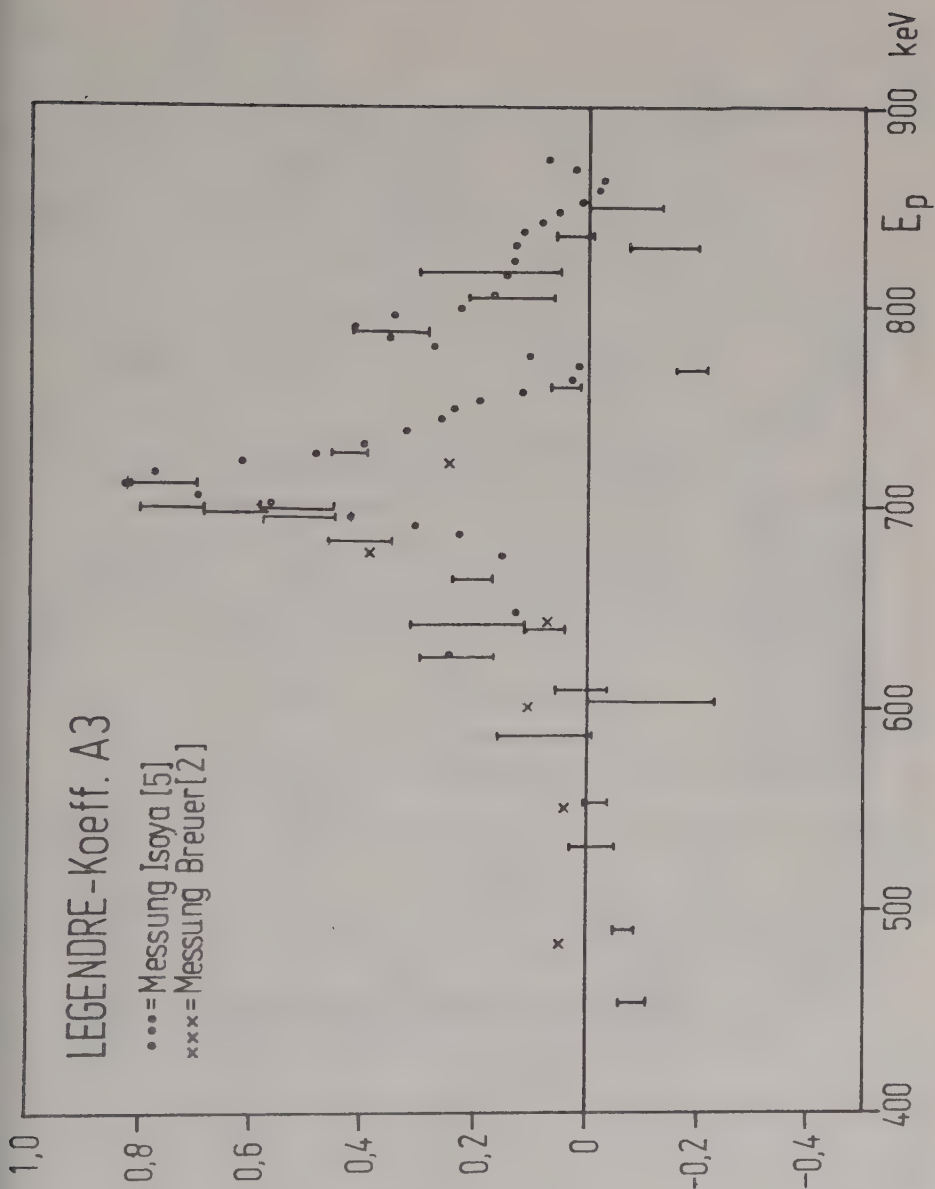


Abb. 15: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$

Meßwerte des Legendre-Koeffizienten A_3 ($L=3$)

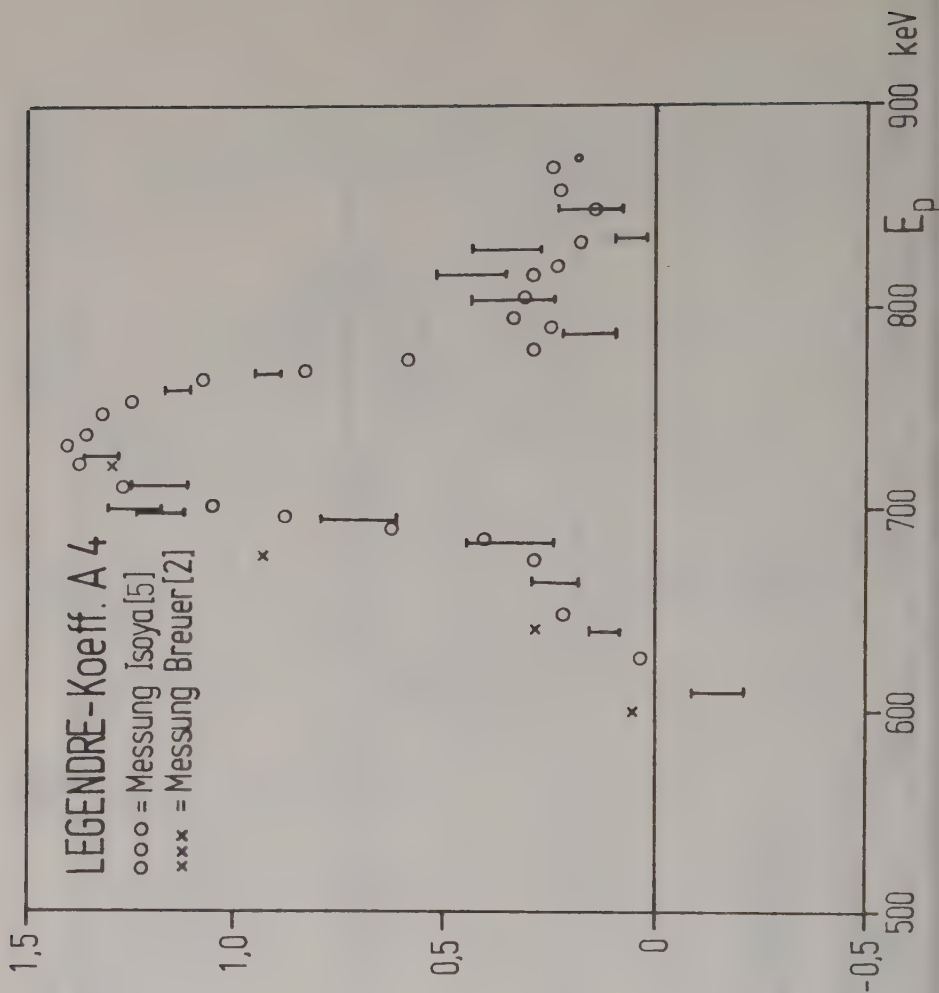


Abb. 16: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$;
Meßwerte des Legendre-Koeffizienten A_4 ($L=4$)

5.3. Die Legendre-Koeffizienten der polarisierten Winkelverteilungen

Die Asymmetrien der α_0 -Teilchen wurden je nach der Winkelbesetzung nach dem Ein- bzw. Zwei-Zählervorgang aus den Einzelmessungen gewonnen. Eine Normierung entfällt hier aufgrund der Meßvorschrift für die Asymmetrie. Die zugehörigen Analysierstärken wurden aus diesen Asymmetrien und den Polarisationsgraden ermittelt, welche in Tabelle 6 angegeben sind. Eine besondere Auswertung erforderte die sechsfache Besetzung des Winkels $\Theta_i = 90^\circ$ unter Detektoranordnung 2. Hier wurde die Gesamtasymmetrie als statistisch gewogener Mittelwert aus der Links-Rechts-Asymmetrie und den ebenfalls nach dem Zwei-Zählervorgang gewonnenen $\phi = 45^\circ$ -Asymmetrien bestimmt. Beispiele für Einzelmessungen sind die Meßpunkte in den Abbildungen 10b bis 12b.

In die Zusammenfassungen wurden dieselben Einzelmessungen einbezogen wie bei den unpolarisierten Winkelverteilungen. Zum Ausgleich nach assoziierten Legendre-Polynomen (Gleichung (3.9)) wurden für jeden Winkel die Produkte aus gemittelter Analysierstärke $\bar{A}(\Theta)$ und dem Wert des Polynoms

$$W(\Theta) = 1 + \sum_{L=1}^4 A_L P_L(\cos \Theta)$$

gebildet. Durch dieses Verfahren wurden die Koeffizienten C_L der Entwicklung (3.9) entsprechend den Koeffizienten A_L als Verhältnisse

$$c_L := \frac{C_L}{B_0}$$

gewonnen. Dieser Ausgleich wurde ebenfalls durch Aufstellung der Gauß'schen Fehlermatrix vorgenommen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Alle nicht angegebenen Koeffizienten sind innerhalb ihres statistischen Fehlers mit Null verträglich. Die Abbildungen 17 bis 19 zeigen die gemessenen c_L -Koeffizienten.

E_p [keV]	δE_p [keV]	P%	c_1	c_2	c_3	c_4
454	49	33,6	$0,465 \pm 0,033$	$-0,061 \pm 0,019$		
490	41	94,0	$0,585 \pm 0,027$	$-0,010 \pm 0,016$	$-0,054 \pm 0,011$	
531	36	43,4	$0,517 \pm 0,054$	$-0,068 \pm 0,036$		
553	13	63,8	$0,487 \pm 0,026$			
586	14	81,0	$0,597 \pm 0,026$	$-0,013 \pm 0,017$	$-0,068 \pm 0,012$	$-0,089 \pm 0,014$
603	13	48,6	$0,516 \pm 0,126$	$0,115 \pm 0,077$		
609	17,5	75,2	$0,518 \pm 0,037$	$0,068 \pm 0,030$	$-0,028 \pm 0,018$	$-0,035 \pm 0,019$
625	14	78,0	$0,662 \pm 0,050$	$-0,052 \pm 0,032$	$-0,110 \pm 0,025$	
639	14	27,4	$0,681 \pm 0,038$	$0,019 \pm 0,025$	$-0,129 \pm 0,016$	$-0,023 \pm 0,015$
641	11	66,3	$1,051 \pm 0,110$	$-0,068 \pm 0,046$	$-0,222 \pm 0,042$	
664	14	19,0	$0,766 \pm 0,032$	$0,025 \pm 0,024$	$-0,214 \pm 0,016$	
683	6	76,0	$0,888 \pm 0,042$	$0,036 \pm 0,030$	$-0,311 \pm 0,019$	
695	6	74,0	$0,842 \pm 0,074$	$0,005 \pm 0,044$	$-0,442 \pm 0,035$	
699	7	89,6	$0,490 \pm 0,051$	$0,037 \pm 0,030$	$-0,313 \pm 0,029$	
700	5,4	89,1	$0,676 \pm 0,059$	$-0,047 \pm 0,032$	$-0,327 \pm 0,030$	
712	5,3	91,6	$0,680 \pm 0,053$	$-0,090 \pm 0,034$	$-0,274 \pm 0,028$	
727	11	61,3	$0,538 \pm 0,025$	$0,011 \pm 0,017$	$-0,277 \pm 0,015$	
760	6,6	76,8	$-0,104 \pm 0,027$	$-0,038 \pm 0,021$	$0,021 \pm 0,019$	
768	6,3	69,1	$-0,224 \pm 0,032$	$-0,190 \pm 0,026$	$0,193 \pm 0,022$	$-0,044 \pm 0,019$
787	6,9	29,0	$-0,172 \pm 0,038$	$-0,303 \pm 0,028$	$0,160 \pm 0,026$	$-0,091 \pm 0,022$
804	6,8	19,5	$0,163 \pm 0,071$	$0,037 \pm 0,065$	$0,166 \pm 0,048$	
817	9,1	8,2	$0,119 \pm 0,029$	$0,072 \pm 0,023$	$0,086 \pm 0,018$	
829	6,7	80,7	$0,582 \pm 0,055$	$-0,044 \pm 0,051$	$0,182 \pm 0,039$	$0,061 \pm 0,033$
835	6,0	85,0	$0,601 \pm 0,035$	$0,037 \pm 0,027$	$0,055 \pm 0,021$	
849	6,0	30,2	$0,963 \pm 0,069$	$-0,092 \pm 0,050$	$0,014 \pm 0,039$	$-0,067 \pm 0,035$

Tabelle 8: Gemessene Legendre-Koeffizienten c_i der polarisierten Winkelverteilungen

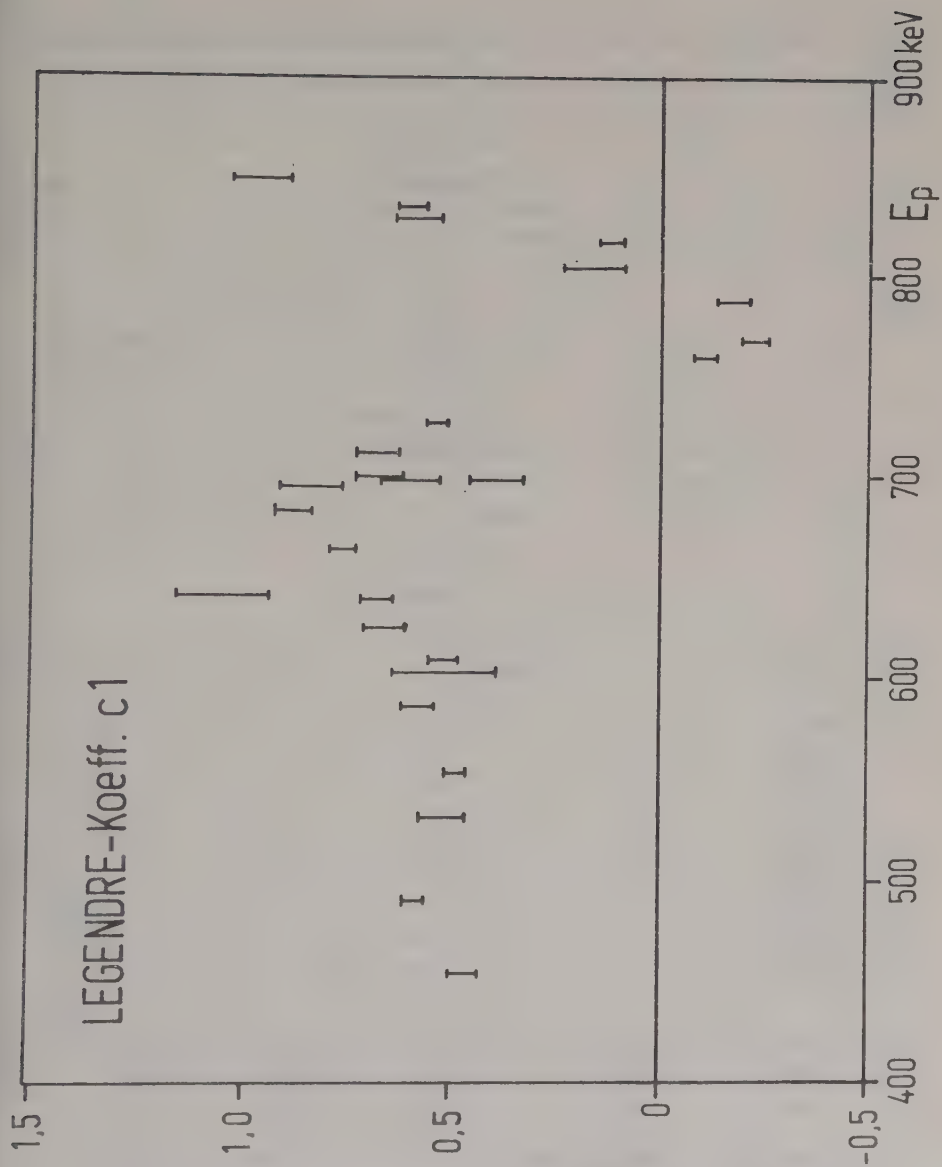


Abb. 17: $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$;

Gemessener Legendre-Koeffizient c_1 ($L=1$)

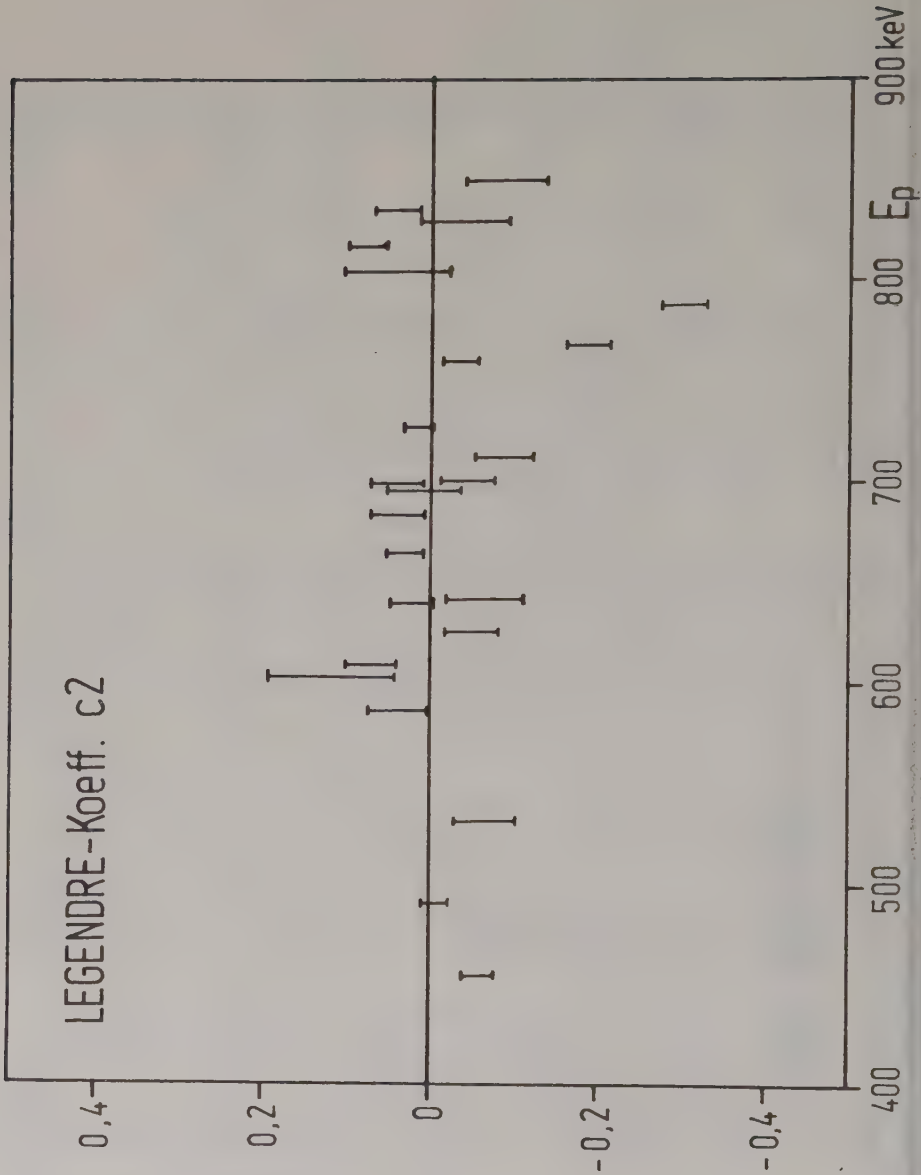


Abb. 18: $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}_i$

Gemessener Legendre-Koeffizient c_2 ($L=2$)



Abb. 19: $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$;
Gemessener Legendre-Koeffizient c_3 ($L=3$)

6. Interpretation der Meßergebnisse

In diesem Kapitel sollen mit Hilfe des vervollständigten Meßdatensatzes die beiden Interpretationsmöglichkeiten einer reinen Compoundreaktion und einer Direktreaktionsbeteiligung gegenübergestellt werden. Die Darstellung der Übergangsmatrix U durch die Verbindung von Direktmatrix R^0 und Reaktionsmatrix R^{res} erlaubt diesen Vergleich, weil im Ansatz beide Fälle enthalten sind. Die Überlegenheit dieses Verfahrens gegenüber den früher verwendeten Analysen, im Sinne der R-Matrix-Theorie exakt zu sein, ist mit der Erschwernis verbunden, beide Modelle in geschlossener Form parametrisieren zu müssen. Diese Darstellung fordert Gültigkeit für den gesamten Meßbereich und für alle Meßgrößen. Es ist zu bemerken, daß für die folgende Analyse ein konstanter Faktor in den Parametern keinen Einfluß auf die Aussagen bezüglich der beiden zur Diskussion stehenden Modelle hätte, da die Direktmatrixelemente in gleicher Weise wie die Resonanzparameter faktorisiert werden können. (Näheres dazu in Abschnitt 6.2.1).

6.1. Interpretation als Compoundreaktion

Die Berechnung des Spezialfalles reiner Resonanzen erfolgt nach der allgemeinen Gleichung (3.35), indem der Direktteil G_{cc} weggelassen und die modifizierten Breiten $\alpha_{\lambda c}$ durch die Partialbreiten $\gamma_{\lambda c}$ ersetzt werden.

Als Ausgangsbasis bieten sich die Resonanzparameter an, welche von Isoya und Breuer angegeben werden und in Tabelle 9 aufgelistet sind (Umrechnungsformeln siehe Anhang). Das Einsetzen dieser Parameter beschreibt nur grob den integrierten Wirkungsquerschnitt, wie er von Isoya in Form der Koeffizienten b_0 gemessen wurde (ausgezogene Linie in Abb. 20). Der Zusammenhang zwischen b_0 und dem integrierten Wirkungsquerschnitt σ ist dabei durch Gleichung (6.1) gegeben.

$$\sigma = \frac{\pi}{2} \lambda^2 b_0 \quad (6.1)$$

Die normierten Winkelverteilungskoeffizienten A_L lassen sich dagegen nicht reproduzieren. Dieses Ergebnis ist durch

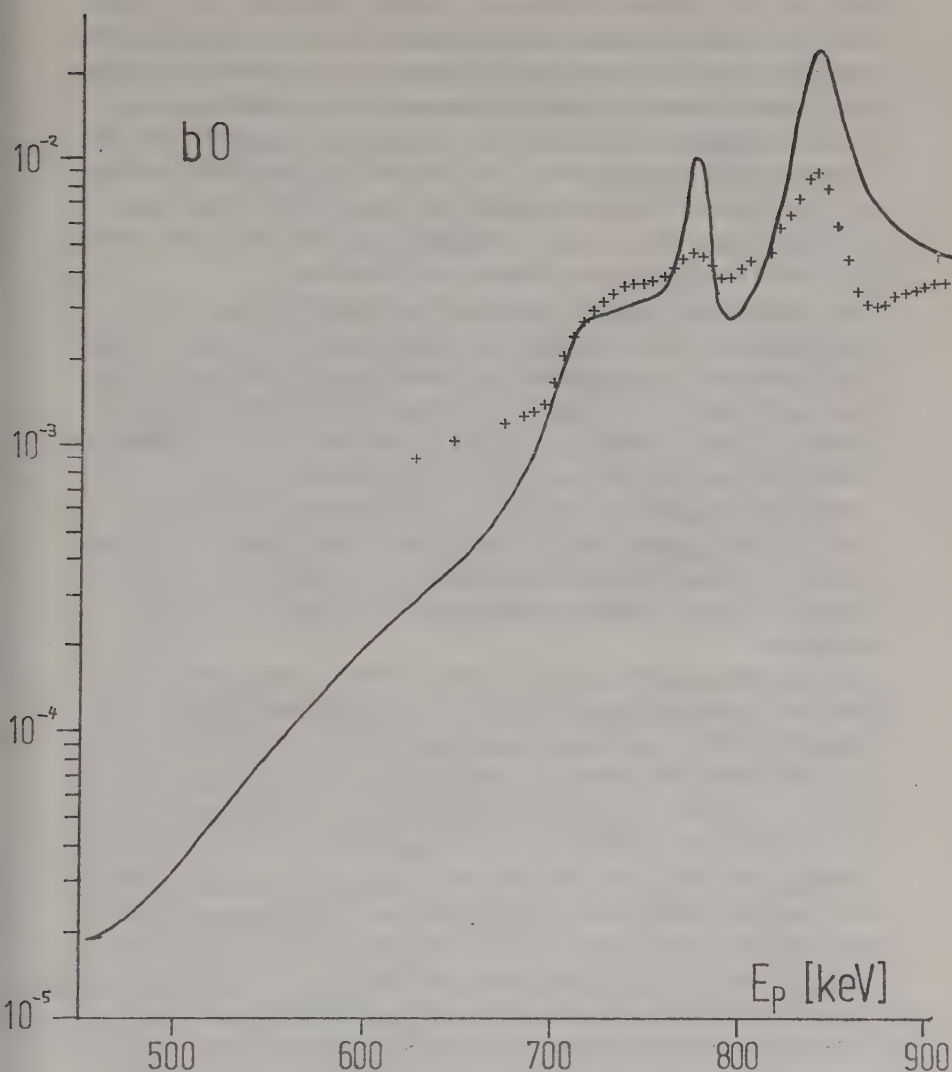


Abb. 20: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizient b_0

+++ = Meßwerte nach Isoya [5]

— = Berechnung ohne Direktreaktionsbeitrag.
nach Resonanzangaben von Breuer [2] / Isoya [11]

die Art der Analyse von Isoya zu erklären, der die Parameter anhand der Legendre-Koeffizienten in unmittelbarer Umgebung einzelner, isoliert angenommener Resonanzen bestimmt hat. Dabei konnte er den bestehenden Untergrund aus den restlichen Reaktionseinflüssen durch eine jeweils frei gewählte Phase eliminieren. Die Partialbreiten wurden zudem z.T. mit einem Mischungsverhältnis der beiden Kanalspinnereinstellungen $S = 0$ und 1 versehen, so daß sich der Umfang der benützten Parameter nahezu verdoppelte.

Die Möglichkeit einer vollständigen Beschreibung durch Resonanzen soll im folgenden durch eine weitere Angleichung der Parameter in konsequenter Anwendung der R-Matrix-Theorie gemäß Kapitel 3 geprüft werden. Der Aufgabenstellung dieser Arbeit folgend wurde dabei das Gewicht auf den niederenergetischen Teil um die beiden erwähnten $J^\pi = 1^+ \text{-Ni}$ -veaus gelegt. Soweit sich ein nicht vernachlässigbarer Einfluß auf dieses Gebiet abschätzen ließ, wurden die Parameter dieser Resonanzen anhand der Meßdaten von Isoya durch ein Mehr-Parameter-Ausgleichsverfahren¹⁾ neu angeglichen.

Im einzelnen wurden die Penetrabilitäten, Coulomb-Phasen und Hard-Sphere-Phasen durch ein FORTRAN-Programm für die jeweilige Ein- und Ausgangsenergien eines Meßpunkts und für den auch von Isoya verwendeten Wechselwirkungsradius $r_0 = 1,41 \cdot (A^{1/3} + B^{1/3})$ (siehe Abschnitt 3.3) berechnet. Auf eine genaue Transformierung der Energien in das Anregungsschema von ^{20}Ne , zu der die Shift $\Delta_{\lambda\mu} = - \sum_{cc'} S_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}$ berechnet werden müßte, wurde im Interesse der Vergleichbarkeit mit den Resonanzangaben von Isoya und Breuer verzichtet. Die totalen Breiten einzelner Resonanzen $\Gamma = \Gamma_{\lambda} = 2 \sum_{cc'} P_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}$ sind rechnerisch nur schwach energieabhängig, weil die Ausgangspenetrabilitäten, welche Γ hauptsächlich beeinflussen, wegen des hohen Q-Werts der Reaktion nahezu konstant sind. Wie bei Breuer und Isoya wurde deshalb für Γ der experimentelle Zahlenwert eingesetzt; die Berechnung gemischter Breiten $\Gamma_{\lambda\mu}$ wurde jedoch beibehalten. Die Anpassung wurde von der Resonanzenergie $E_{p,\text{res}} = 1,36 \text{ MeV}$ als einer nahezu isolierten Resonanz begonnen und sukzessive bis zur Energie $E_{p,\text{res}} = 400 \text{ keV}$ fortgesetzt. Es wurden

1): Dieses Verfahren wurde in Form eines fertigen Programms von der Rechengruppe des Hauses zur Verfügung gestellt.

zunächst die optimale Resonanzlage gesucht und anschließend die Parameter γ_p , χ und Γ nachgeführt, so daß die Funktion χ^2 in der Definition (6.2) ein Minimum annahm.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_p} \frac{(b_o^{\text{exp}} - b_o^{\text{theor}})_i^2}{(\delta b_o^{\text{exp}})_i^2} + \sum_{L=1}^3 \sum_{i=1}^{n_p} \frac{(A_L^{\text{exp}} - A_L^{\text{theor}})_i^2}{(\delta A_L^{\text{exp}})_i^2} + \sum_{L=1}^3 \sum_{i=1}^{n_p} \frac{(c_L^{\text{exp}} - c_L^{\text{theor}})_i^2}{(\delta c_L^{\text{exp}})_i^2} \quad (6.2)$$

Für den Energiebereich $E_p > 850$ keV, in dem nur die Daten von Isoya vorliegen, wurden seine Meßwerte eingesetzt und der Term mit den Koeffizienten in Gleichung (6.2) weggelassen. Im übrigen Energiebereich wurden die eigenen Meßwerte eingesetzt und, soweit vorhanden, die Werte b_o^{exp} des entsprechenden Energiebereichs hinzugenommen. Als Stützstelle bei der Energie $E_p = 400$ keV wurde auch der b_o -Wert verwendet, welcher sich aus der Messung von Lorentz-Wirzba/Rolfs unter Berücksichtigung des in Abschnitt 2 erwähnten Faktors 3 zum Anschluß an die Daten von Isoya ergibt.

Die Resonanzparameter der niedrigeren Energien wurden so weit genähert, bis die χ^2 -Änderung wenige Prozente betrug. Mögliche Nebenminima wurden in Zweifelsfällen durch die Zeichnung eines Höhenliniendiagramms $\chi^2(p_1, p_2)$ in Abhängigkeit je zweier untersuchter Parameter p_1 , p_2 ausgeschlossen.

In Abb. 21 zeigt die gestrichelte Linie die berechneten b_o -Koeffizienten mit dem neu genäherten Parametersatz, der in Tabelle 10 aufgelistet ist. In den Abb. 22 bis 24 sind die entsprechenden Verläufe der normierten Legendre-Koeffizienten eingezeichnet. Der χ^2 -Wert des Ausgleichs beträgt für die Daten dieser Arbeit unter Berücksichtigung der b_o -Meßwerte bis zur Energie $E_p = 910$ keV: $\chi^2 = 27000$ (220 Freiheitsgrade). Der zugehörige Wert des reduzierten Chi-Quadrats ist $\sqrt{\chi^2/(f-1)} = 11,1$.

Resonanzparameter

$^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$

nach Compoundmodellrechnung (1-Niveau-Formel) aus Breuer [2] / Isoya [11]				nach Neubestimmung ohne Direktreaktionsbeiteiligung (3-Niveau-Formel)			
$E_{\text{p, res}}$ keV	J^{π}, S	Γ_{ch} keV	σ_{res} mb	$E_{\text{p, res}}$ keV	J^{π}, S	Γ_{ch} keV	σ_{res} mb
400	$\left\{ \begin{matrix} 0^+, 0 \\ 1^-, 0 \end{matrix} \right\}$	90	$\left\{ \begin{matrix} 0,04 \\ 0,005 \end{matrix} \right\}$	400	$\left\{ \begin{matrix} 0^+, 0 \\ 1^-, 0 \end{matrix} \right\}$	90	$\left\{ \begin{matrix} 0,037 \\ 0,004 \end{matrix} \right\}$
650	$1^-, 1$	180	0,2	650	$1^-, 1$	100	0,056
710	$1^-, 0$	33	0,055	710	$1^-, 0$	33	0,047
733	$2^+, 0$	63	1,4	745	$2^+, 0$	66	1,36
778	$2^+, 1$	10	0,5	781	$2^+, 1$	13	0,97
843	$\left\{ \begin{matrix} 2^+, 0 \\ 2^+, 1 \end{matrix} \right\}$	22	$\left\{ \begin{matrix} 1,6 \\ 2,1 \end{matrix} \right\}$	843	$\left\{ \begin{matrix} 1^-, 0 \\ 1^-, 1 \end{matrix} \right\}$	22	$\left\{ \begin{matrix} 1,4 \\ 2,4 \end{matrix} \right\}$
860	$1^-, 1$	114	1				
930	$0^+, ?$	180	0,5				
1115	$2^+, 1$	45	2,4	1115	$2^+, 1$	37	(8,1)
1160	$0^+, 0$	81	3,8	1160	$0^+, 0$	67	(6,4)
1240	$1^-, 0$	67	5,2	1240	$1^-, 0$	67	(3,7)
1250	$2^+, ?$	150	0,26				
1360	$2^+, 1$	29	81	1360	$2^+, 1$	46	51
1720	$0^+, 0$	135	55	1720	$0^+, 0$	135	55
1850	$1^-, 0$	125	52	1850	$1^-, 0$	125	52

Tabelle 9

Tabelle 10

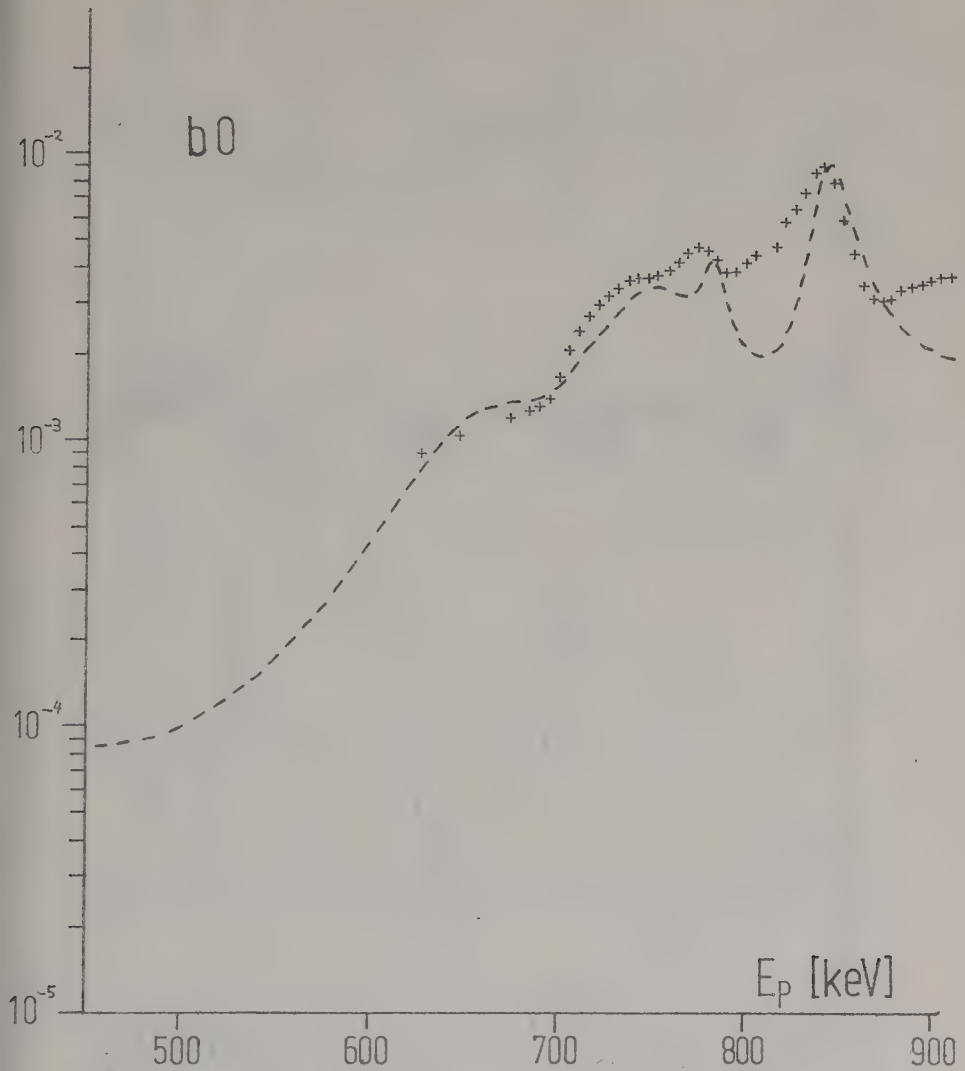


Abb. 21: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizient b_0
 +++ = Meßwerte Isoya
 --- = Rechnung nach Bestfit ohne Direktanteil

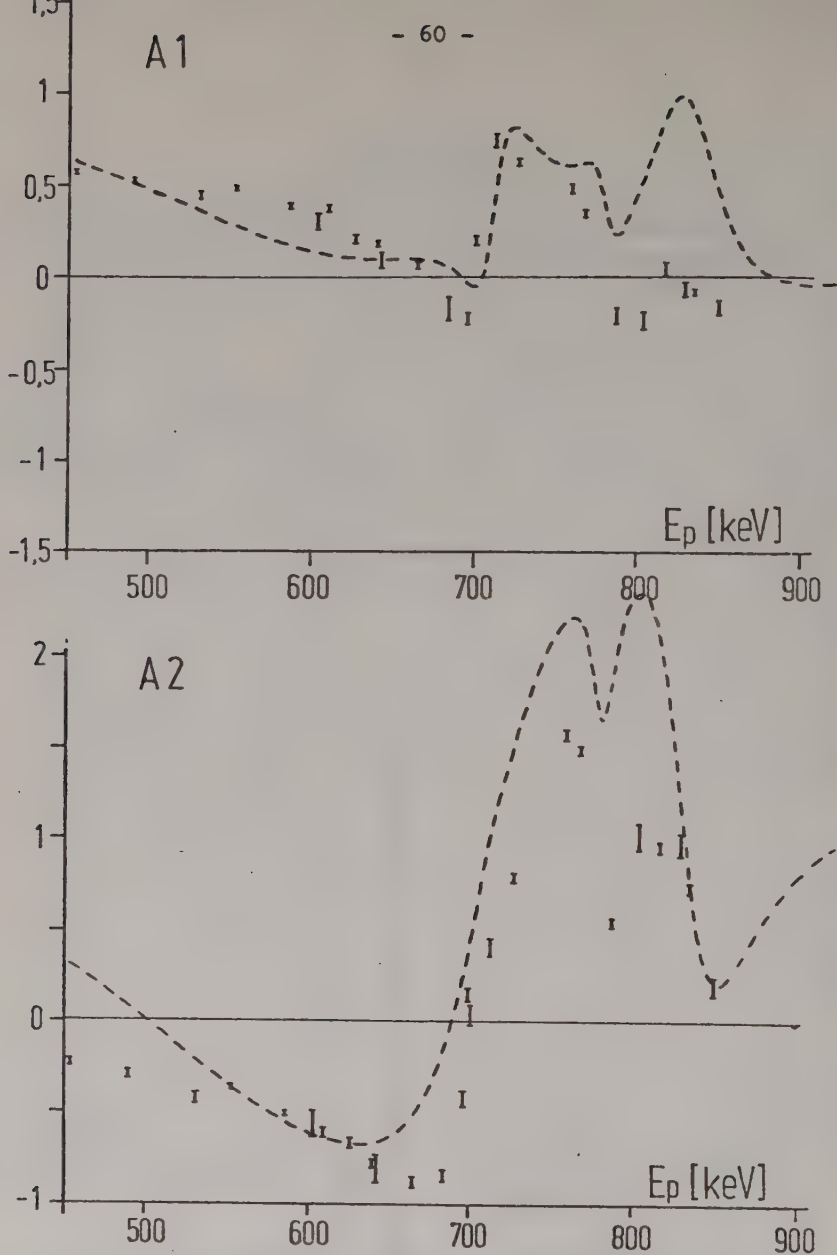


Abb. 22: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten A_1 und A_2

III = Messung dieser Arbeit

--- = Rechnung nach Bestfit ohne Direktanteil

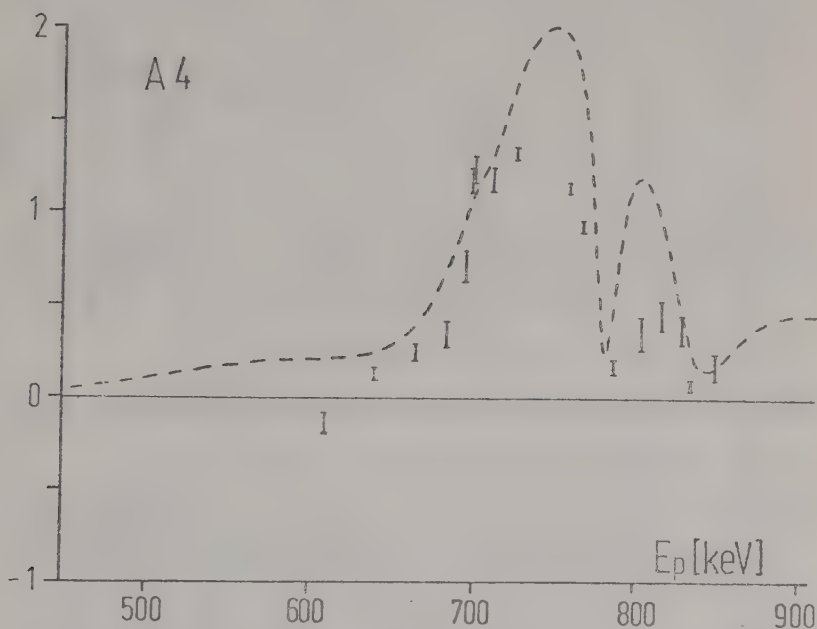
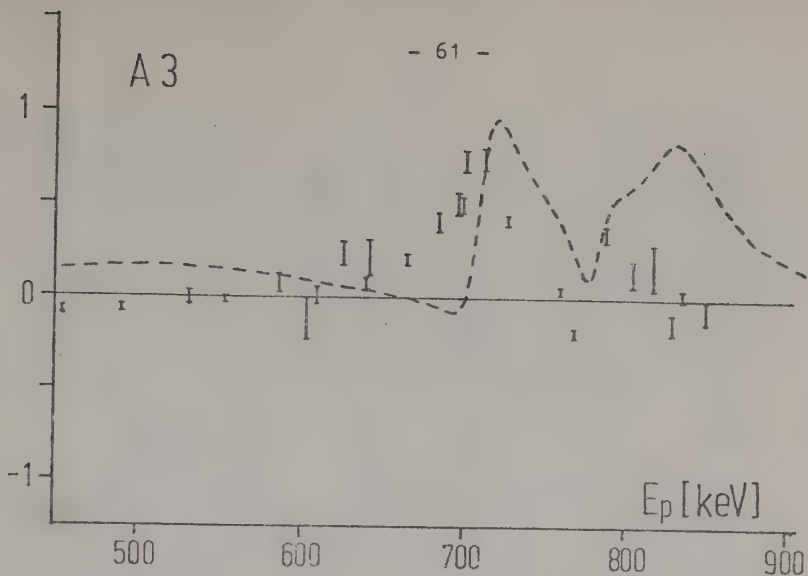


Abb. 23: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten A_3 und A_4

III = Messung dieser Arbeit

--- = Rechnung nach Bestfit ohne Direktanteil

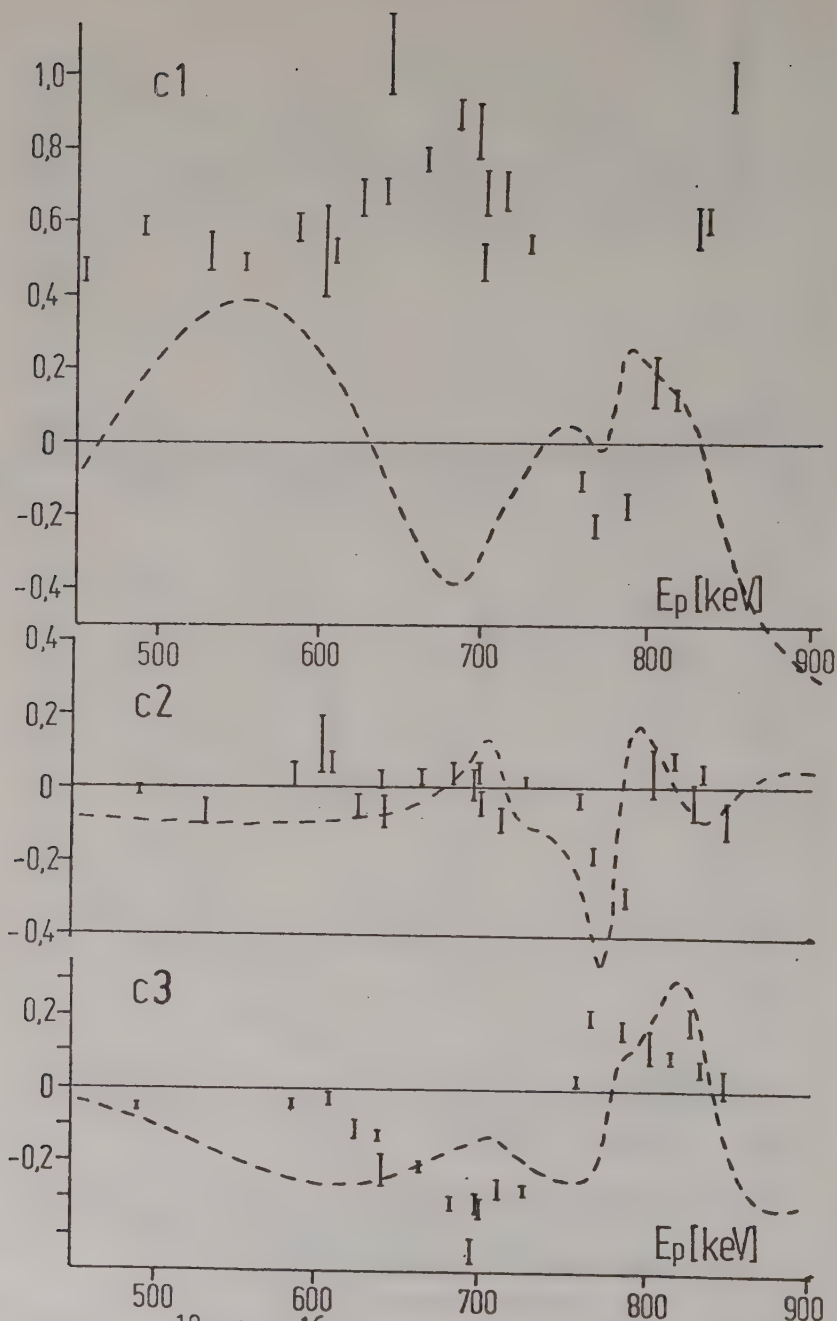


Abb. 24: $^{19}\text{F}(\vec{p}, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten c_1 - c_3
 IIII = Messung dieser Arbeit
 --- = Rechnung nach Bestfit ohne Direktanteil

6.2. Interpretation mit Einschluß einer Direktreaktion

In diesem Abschnitt soll der Gedanke eines Direktmechanismus, wie er in Kapitel 3 formuliert wurde, wieder aufgenommen werden. Das Erscheinungsbild einer Direktreaktion wird im Energiebereich $E_p \lesssim 600$ keV durch die Messung mit polarisierten Protonen qualitativ bestätigt, denn auch hier zeigen die Koeffizienten keine signifikanten Strukturen im Energieverlauf.

6.2.1. Bestimmung der Direktmatrixelemente R_i^0

Es soll nun versucht werden, die wesentlichsten Merkmale der Reaktion im niedrigsten Meßbereich - hier besteht die geringste Evidenz für in der Nähe liegende Resonanzen - durch geeignete Wahl der Direktmatrixelemente R_i^0 zu beschreiben. Hierzu wird zunächst der Einfluß aller Resonanzterme vernachlässigt, d.h. der Ausdruck

$$\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda c} \alpha_{\mu c'} A_{\lambda c, \mu c'}$$

in Gleichung (3.35) wird Null gesetzt.

Die Größenordnung der R^0 -Matrixelemente kann abgeschätzt werden, indem die Reaktion nur über den Bahndrehimpuls $l=0$ verlaufend angenommen wird und der integrierte Wirkungsquerschnitt dann nur durch eine Konstante R^0 bestimmt ist. Das entsprechende U-Matrixelement ist

$$U_{p,\alpha} = 2i \cdot e^{i(\omega_p + \omega_\alpha)} \sqrt{P_p P_\alpha} \cdot R^0,$$

und der integrierte Wirkungsquerschnitt bestimmt sich zu:

$$\sigma_{p,\alpha} = \frac{\pi}{k^2} |U_{p,\alpha}|^2 = \pi \lambda^2 P_p P_\alpha (R^0)^2$$

Wenn $\sigma_{p,\alpha}$ für $E_p = 450$ keV zu etwa $50 \mu\text{b}$ geschätzt werden kann (aus der Messung $\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ)$ in Abschnitt 4.4.3), resultiert der Wert $R^0 \approx 0,09$. In erster Näherung kann daher die Entwicklung der G-Matrix (siehe Gleichung (3.34)) nach dem ersten Glied abgebrochen werden, weil der nächste Term bereits eine $(R^0)^3$ -Abhängigkeit aufweist.

Die Größen $X_{m,n}$ und $Z_{m,n}$ aus den Gleichungen (3.6) und (3.7) enthalten damit nur noch quadratische $((R_i^0)^2)$ bzw. gemischte Ausdrücke $(R_m^0 R_n^0)$; die Energieabhängigkeit wird ausschließlich durch die Penetrabilitäten und Potentialphasen festgelegt (Gleichung (6.3)):

$$\left. \begin{matrix} X_{m,n} \\ Z_{m,n} \end{matrix} \right\} = 4 \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (\omega_m - \omega_n) \sqrt{P_{p,m} P_{\alpha,m} P_{p,n} P_{\alpha,n}} R_m^O \cdot R_n^O \quad (6.3)$$

Die Bestimmung der R_i^O -Elemente kann in zwei Schritten erfolgen:

1. in einer relativen Bestimmung noch nicht normierter Matrixelemente r_i^O , für welche die Angabe der ebenfalls relativen Koeffizienten A_L und c_L genügt.
2. in einer Absolutbestimmung der R_i^O nach der Normierungsvorschrift $R_i^O = r_i^O \sqrt{V_{0,direkt}}$, die aus Gleichung (6.3) abgeleitet werden kann. Weil hier aber ein Interferenzeinfluß mit Resonanzen bei höheren Energien beachtet werden muß, wird die Absolutbestimmung erst in Abschnitt 6.2.2 durchgeführt.

Die gemessenen Winkelverteilungskoeffizienten sind bei der Protonenenergie $E_p = 454$ keV:

$$\begin{array}{llll} A_1 \approx 0,58 & A_2 \approx -0,23 & A_3 \approx -0,08 & A_4 \approx 0 \\ c_1 \approx 0,47 & c_2 \approx -0,06 & c_3 \approx 0 & c_4 \approx 0 \end{array}$$

Obwohl hier nur die Koeffizienten zu den Bahndrehimpulsen $l = 0$ und 1 merklich zur Winkelverteilung beitragen, konnte ein Ansatz mit den entsprechenden Matrixelementen r_1^O , r_2^O und r_3^O die Vorzeichenkombination aus A_1 , A_2 und c_1 nicht wiedergeben. Ein Ausgleichsverfahren, das auch die Matrixelemente r_4^O und r_5^O zum Bahndrehimpuls $l = 2$ einbezog, ergab als bestes Ergebnis folgende Werte:

$$r_1^O = -5,2; \quad r_2^O = 2,0; \quad r_3^O = 4,5; \quad r_4^O = -1,4; \quad r_5^O = 2,3.$$

Die hieraus errechneten Legendre-Koeffizienten zeigen eine nur geringe Energieabhängigkeit; ihre Berechnung bei $E_p = 454$ keV durch die gefundenen r^O -Matrixelemente ergibt:

$$\begin{array}{llll} A_1 = 0,48 & A_2 = -0,15 & A_3 = 0,06 & A_4 = 0 \\ c_1 = 0,56 & c_2 = 0,03 & c_3 = -0,03 & c_4 = 0 \end{array}$$

In den Abbildungen 10 bis 12 sind die Winkelabhängigkeiten des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke nach dieser Berechnung als strich-punktierte Linien eingezeichnet. Über den ca. 100 keV breiten Bereich bis $E_p \lesssim 550$ keV kann die Winkelverteilung in ihrer wesentlichen

Charakteristik durch die fünf direkten Übergangsstärken r_1^0 bis r_5^0 erklärt werden, während die Situation bei $E_p = 650$ keV sichtlich durch weitere Einflüsse bestimmt wird.

6.2.2. Einbeziehung von Resonanzen

Die folgende Untersuchung soll abschließend klären, in welchem Maße die gemessenen Winkelverteilungen sowie der Koeffizient b_0 als Maß für den integrierten Wirkungsquerschnitt im gesamten Meßbereich beschrieben werden können, wenn Resonanzen in die Rechnung einbezogen werden. Hierbei soll versucht werden, untypische, d.h. im integrierten Wirkungsquerschnitt nicht in Erscheinung tretende Resonanzen, wie die Literatur sie angibt, so weit als möglich durch die Direktreaktion zu ersetzen. Es ist also ein Näherungsverfahren zur Resonanzbestimmung analog zu dem in Abschnitt 6.1 erörterten durchzuführen, hier jedoch mit folgenden Änderungen:

1. Dem Ansatz in Gleichung (3.35) werden die untereinander nicht veränderlichen Direktreaktionselemente r_i^0 aus Abschnitt 6.2.1 zugrunde gelegt. Zugelassen wird hier nur die Variation der Normierung $R_i^0 = \sqrt{b_0} r_i^0$, wobei b_0 den Wert des integrierten Wirkungsquerschnitts an einer Stelle der Anregungsfunktion angibt. Als Anfangswert wurde der Meßpunkt von Isoya bei der niedrigsten von ihm erfaßten Energie $E_p = 626$ keV gewählt.
2. Im Energiebereich $E_p \lesssim 900$ keV wurden zunächst nur die Resonanzen bei $E_p = 745, 781$ und 843 keV als gesichert angesehen, die in der Anregungsfunktion eine sichtlich resonante Struktur zeigen. Unter den höherenergetischen Resonanzen wiesen hier die Zustände bei $E_p = 1115, 1160$ und 1360 keV noch einen merklichen Einfluß auf.

Als Startwerte für das Ausgleichsverfahren dienten die Wirkungsquerschnitte, welche sich aus der Differenz der gemessenen b_0 -Werte bei der jeweiligen Resonanzenergie zu dem Wert des vorläufigen Direktuntergrundes nach 1. an dieser Stelle ergaben.

Bei der Ausgleichung der Resonanzparameter $E_{p, \text{res}}$, γ, κ und Γ im Energiebereich $E_p \lesssim 900$ keV wurden wie auch in Abschnitt 6.1 unterschiedliche Möglichkeiten der Spinzuordnung getestet. Hierzu wurde das Erscheinungsbild der Winkelverteilungskoeffizienten im Bereich der untersuchten Resonanz zunächst qualitativ mit den in Tabelle 2 angegebenen Kombinationsmöglichkeiten verglichen. Anschließend wurde durch gleichzeitige Variation der Resonanzstärken γ, κ der am stärksten interferierenden Nachbarresonanzen ein Ausgleich aller Legendre-Koeffizienten in einem Bereich um die untersuchte Resonanz gesucht.

Schließlich wurden die Parameter $E_{p, \text{res}}$, Γ und die Stärken entfernterer Resonanzen so verändert, daß die χ^2 -Funktion (6.2) über den gesamten Meßbereich ein Minimum annahm. Die Rechenzeit konnte dabei nur bis zu drei freien Parametern in tragbaren Grenzen gehalten werden, so daß die Einbeziehung weiterer Parameter sukzessive und unter Verwendung und Kontrolle der jeweiligen Zwischenergebnisse erfolgen mußte.

Eine Änderung der Normierung des Direktreaktionsteils erfordert eine Nachführung des gesamten Resonanzparametersatzes. Eine optimale Normierung konnte deshalb nur in Stufen vorgenommen werden; die relativen Änderungen betrugen dabei 5 %. Den besten Ausgleich ergab eine Normierung $b_0^{\text{direkt}}(E_p = 454 \text{ keV}) = 1,0 \cdot 10^{-4}$; sie liegt der in Abb. 25 eingezeichneten Anregungsfunktion der Direktreaktion zugrunde.

Als Ergebnis der Resonanzparameterbestimmung zeigte sich für die Resonanz bei $E_p = 745$ keV wieder eindeutig die Drehimpulszuordnung $J = 2$, $S = 0$, während sich bei den beiden Resonanzen bei $E_p = 781$ keV und 843 keV verschiedene Zuordnungsmöglichkeiten ergaben. Etwa gleiche χ^2 -Werte resultierten, wenn der Resonanz bei $E_p = 843$ keV der Drehimpuls $J = 0$ oder $J = 2$ zugeschrieben wurde, wobei im zweiten Falle eine Mischung der Kanalspins $S = 0$ und $S = 1$ zugelassen werden mußte. Da der ausgeprägte Peak im Koeffizienten A_2 bei der Resonanzenergie aber nicht durch $J = 0$ zu beschreiben ist, wurde der Zuordnung $J = 2$ der Vorzug gegeben. Die für die Resonanz bei $E_p = 781$ keV charakteristische Einsattelung der Koeffizienten A_2 und c_1 wer-

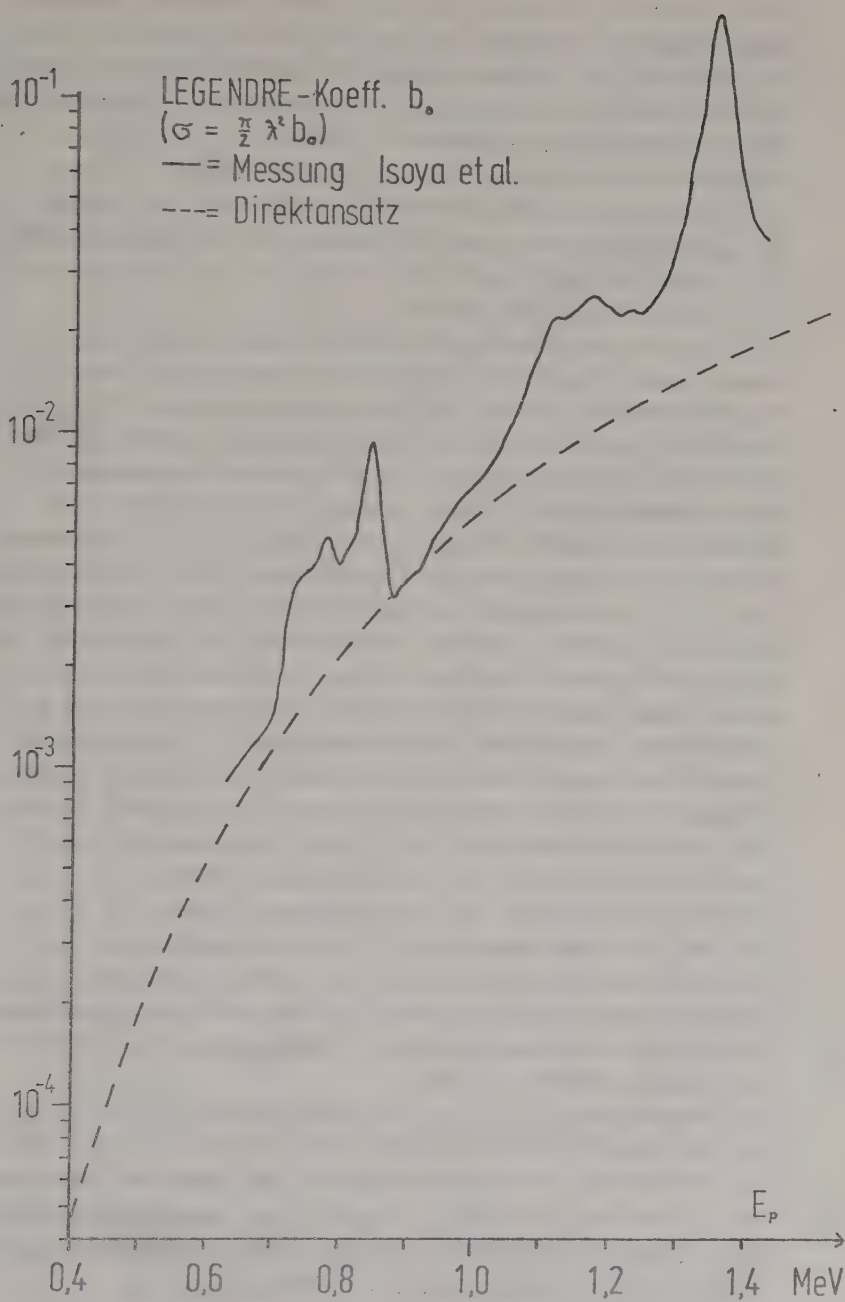


Abb. 25: $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizient b_0

— = Messung Isoya 5

den dann aber nur erreicht, wenn diese Resonanz über den Reaktionsweg 3 verläuft (siehe Tabelle 2), d.h. $J=1$, $S=1$. Der Versuch, die Spinzunordnung der beiden Zustände aus der Untersuchung in Abschnitt 6.1 beizubehalten, führte im Optimum zu einem 1,5fach größeren χ^2 -Wert.

Weiterhin zeigte sich, daß allein eine schon von Isoya vermutete schmale Resonanz bei $E_p = 698$ keV (bei Isoya: $E_{p,res} = 710$ keV) den steilen Anstieg des A_1 -Koeffizienten bei dieser Energie beschreibt, wenn ihr die Drehimpulse $J=1$, $S=0$ zugeordnet werden.

Das Ergebnis des Näherungsverfahrens unter Einschluß der besprochenen Resonanzen zeigen die punktierten Linien in den Abbildungen 26 bis 29. Hier zeigt sich eine Diskrepanz bei $E_p = 680$ keV in den Koeffizienten A_1 und A_2 , für deren Auftreten der Einfluß einer weiteren Resonanz in Frage kommen könnte. Breuer vermutete in der Nähe des Minimums des Koeffizienten A_2 eine $J^\pi, S = (1^-, 1)$ -Resonanz, deren Beitrag wegen der Vektorkopplung (siehe Tabelle 2, Term $X_{3,3}$) einen negativen A_2 -Wert verlangt. Diese Annahme führte hier aber zu keiner Verbesserung der Anpassung, weil dann der Polarisationskoeffizient c_1 ungünstig verändert wurde. Eine andere Erklärung geht davon aus, daß die A_2 -Entwicklung auch einen Interferenzterm $X_{1,4}$ enthält, der ebenfalls zu negativen Werten führen kann. Da der Reaktionsweg 4 an dieser Stelle neben dem (schwächeren) Direktteil durch die Resonanz bei 745 keV repräsentiert wird, kann zur Interferenz nur ein weiteres 0^+ -Niveau im Reaktionsweg 1 beitragen. Wird ein solches Niveau bei $E_p \approx 720$ keV mit einer Breite von $\Gamma \approx 70$ keV angenommen, so kann gleichzeitig der Verlauf des A_2 -Koeffizienten, die Absenkung des Koeffizienten A_1 bei $E_p = 690$ keV sowie der integrierte Wirkungsquerschnitt als destruktive Interferenz besser erklärt werden.

Die ausgezogenen Linien in den Abbildungen 26 bis 29 geben die damit erreichte Näherung wieder. Der χ^2 -Wert in der Definition (6.2) beträgt 10100, der Wert der reduzierten χ^2 ist 6,8. In Tabelle 11b sind die zugehörigen Resonanzparameter im Vergleich zu den Literaturangaben aufgeführt. (Zur Definition von $G_{\alpha\beta}$: siehe Anhang.)

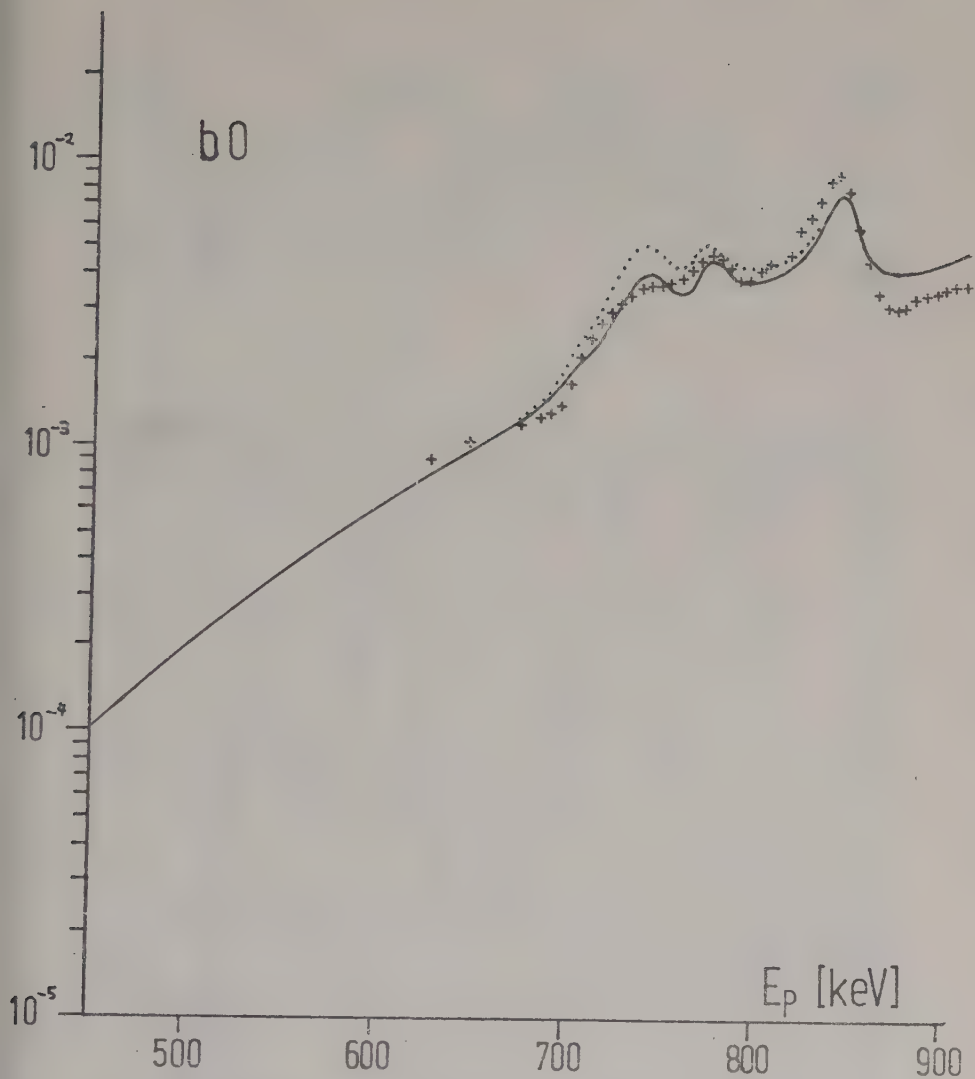


Abb. 26: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizient b_0

- ++++ = Meßwerte aus Isoya
- = Rechnung nach Bestfit mit Direktreaktionsanteil
- = Rechnung mit Direktreaktionsanteil, ohne die
Resonanz $E_{p,\text{res}} = 726 \text{ keV}$; $J^\pi = 0^+$

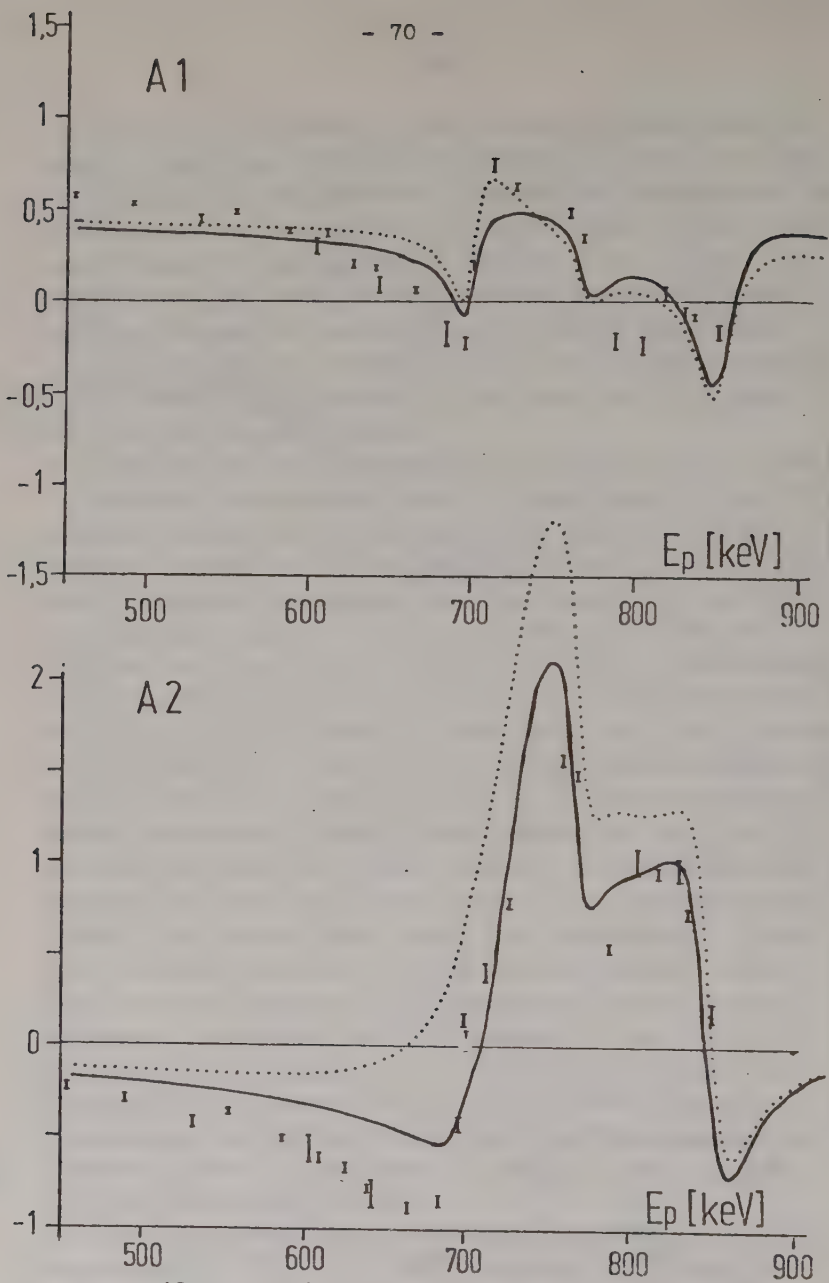


Abb. 27: $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten A_1 und A_2

— = Rechnung nach Bestfit mit Direktreakt.anteil
 = Rechnung mit Direktreaktionsanteil, ohne die
 Resonanz $E_{p,\text{res}} = 726 \text{ keV}$; $J^\pi = 0^+$

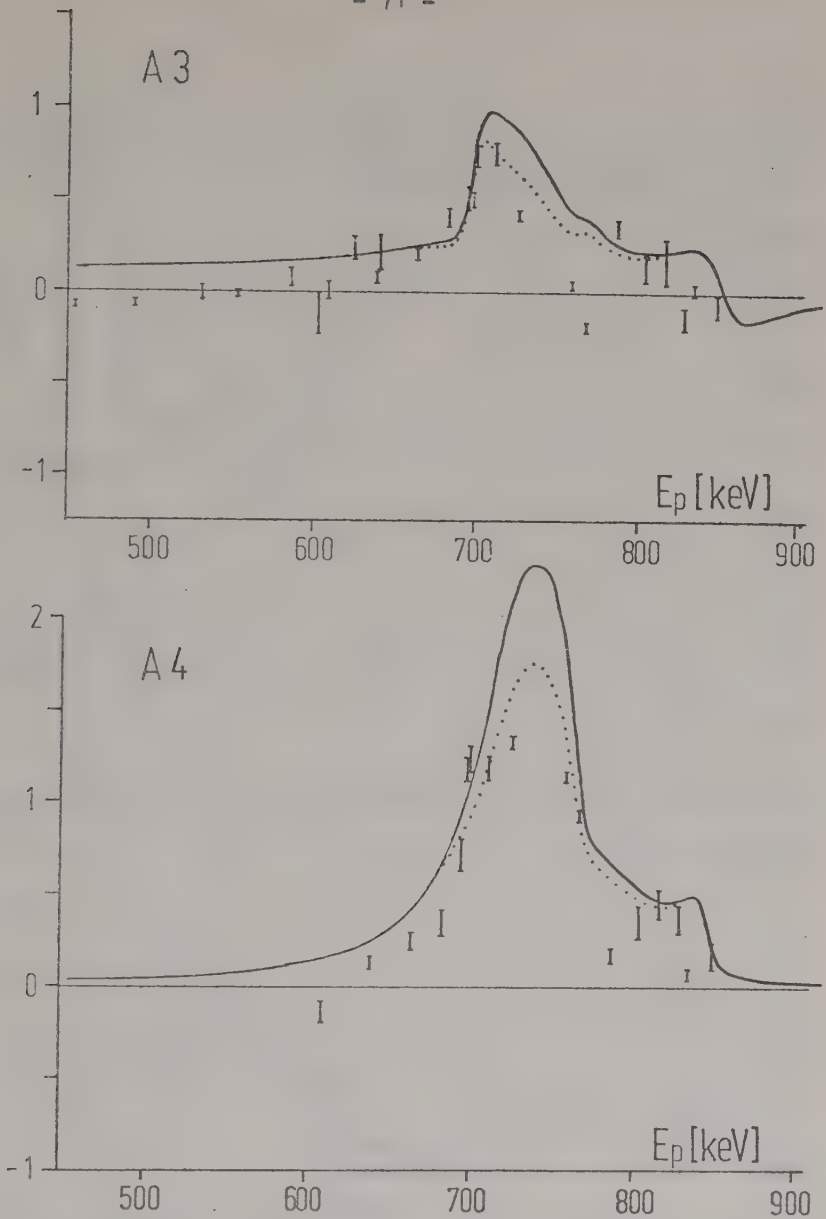


Abb. 28: $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten A_3 und A_4

— = Rechnung nach Bestfit mit Direktreakt.anteil

.... = Rechnung mit Direktreaktionsanteil, ohne die

Resonanz $E_{p, \text{res}} = 726 \text{ keV}$; $J^\pi = 0^+$

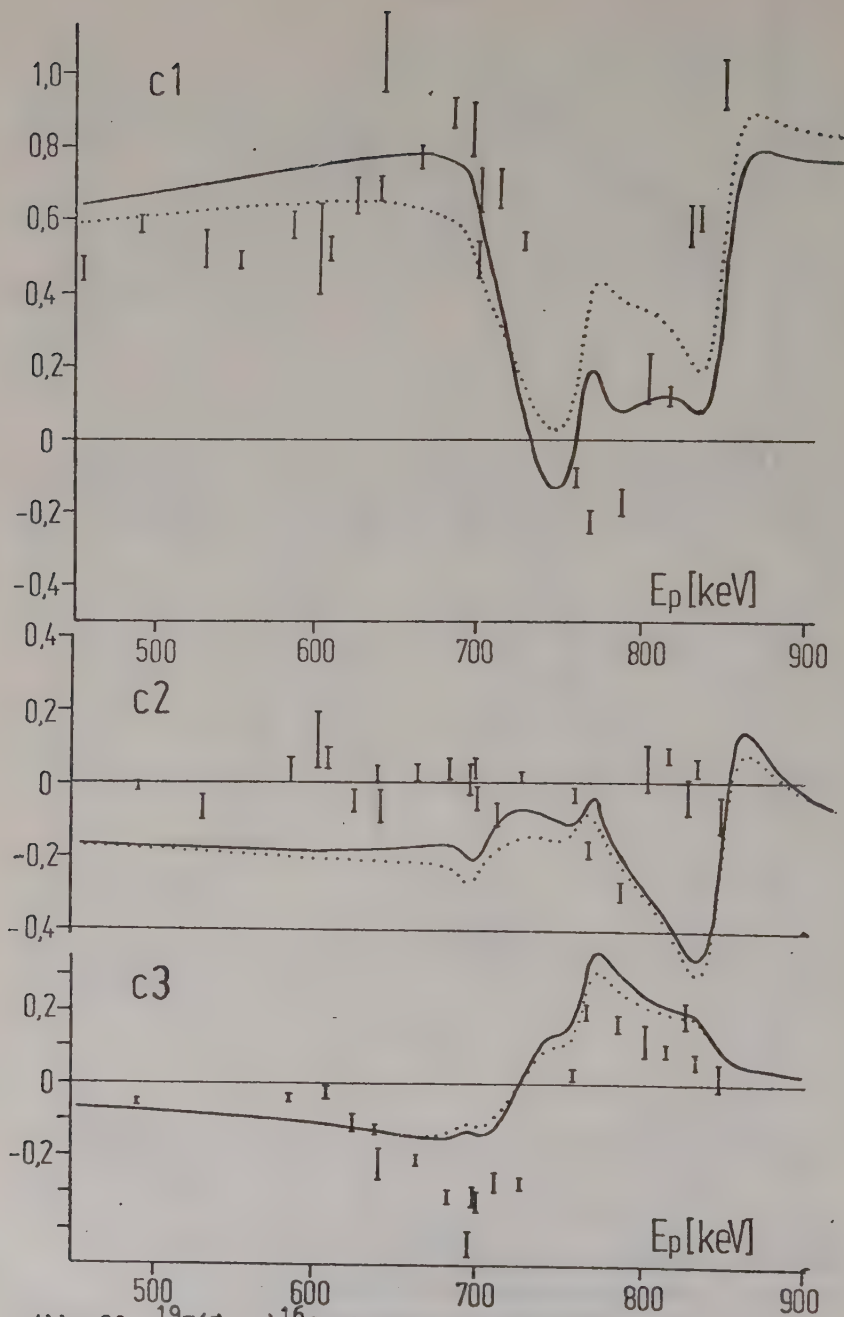


Abb. 29: $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$; Legendre-Koeffizienten $c_1 - c_3$

— = Rechnung nach Bestfit mit Direktreaktionsteil
 = Rechnung mit Direktreaktionsanteil, ohne die
 Resonanz $E_{p, \text{res}} = 726 \text{ keV}$; $J^\pi = 0^+$

Resonanzparameter

$^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$

aus Breuer [2] / Isoya [11]				nach Neubestimmung <u>mit</u> Direktreaktionsbeteiligung (3-Niveau-F.)				
$E_{p, \text{res}}$ keV	J^π, S	Γ_{ch} keV	σ_{res} mb	$E_{p, \text{res}}$ keV	J^π, S	Γ keV	σ_{res} mb	$\chi_p \cdot \chi_n$ keV
400	$\begin{Bmatrix} 0^+, 0 \\ 1^-, 0 \end{Bmatrix}$	90	$\begin{Bmatrix} 0,04 \\ 0,005 \end{Bmatrix}$	} nichtresonant				
650	$1^-, 1$	180	0,2	(650	$1^-, 1$	200	<0,009	<1,3)
710	$1^-, 0$	33	0,055	698	$1^-, 0$	15	0,041	-0,18
				726	$0^+, 0$	60	0,076	-0,76
733	$2^+, 0$	63	1,4	736	$2^+, 0$	44	1,85	-9,29
778	$2^+, 1$	10	0,5	768	$1^-, 1$	18	0,033	-0,15
843	$\begin{Bmatrix} 2^+, 0 \\ 2^+, 1 \end{Bmatrix}$	22	$\begin{Bmatrix} 1,6 \\ 2,1 \end{Bmatrix}$	847	$\begin{Bmatrix} 2^+, 0 \\ 2^+, 1 \end{Bmatrix}$	20	$\begin{Bmatrix} 0,49 \\ 1,12 \end{Bmatrix}$	$\begin{Bmatrix} 1,54 \\ 2,33 \end{Bmatrix}$
1115	$2^+, 1$	45	2,4	1115	$2^+, 1$	37	0,41	-1,44
1160	$0^+, 0$	81	3,8	1158	$0^+, 0$	67	3,0	-2,58
1360	$2^+, 1$	29	81	1356	$2^+, 1$	44	42,3	11,88
Tabelle 11 a				Tabelle 11 b				

6.3. Diskussion

Die Ausführungen in den vorangegangenen Abschnitten zeigten, daß die Frage einer Direktreaktionsbeteiligung der $^{19}\text{F}(p, \alpha_0)^{16}\text{O}$ -Reaktion nicht durch den Nachweis voller Übereinstimmung mit einer Modellrechnung beantwortet werden kann. Durch den Vergleich der beiden Interpretationsmöglichkeiten - reine Compoundkernrechnung in Abschnitt 6.1 bzw. Kombination von Resonanzen mit einem Direktreaktionsanteil in Abschnitt 6.2.2 - können jedoch folgende Schlüsse gezogen werden:

1.) Diskrepanzen der Rechnung zu den Meßkurven ergeben sich in beiden Ansätzen, bei der Darstellung durch reine Resonanzen jedoch wesentlich größere als bei der Einbeziehung der Direktreaktion (ca. doppelter χ^2 -Wert), obwohl im ersten Falle mehr freie Parameter zur Verfügung standen. Die experimentell nur gering ausgeprägten Absenkungen zwischen den Resonanzen lassen sich zwangloser durch die Annahme eines Direktreaktionsuntergrundes beschreiben, als dies durch den Compoundansatz erreicht wird. Trotz des Festhaltens eines an nur einer Stelle gewonnenen Direktreaktionsparametersatzes über den gesamten Meßbereich führen die zusätzlichen Interferenzen im Koeffizienten b_0 , ausgeprägter noch in den Koeffizienten der Winkelverteilungen, zu einer besseren Beschreibung. Dies spricht für die Existenz der Direktreaktion und eine günstige Wahl der Parametrisierung.

2.) Für eine Direktreaktionsbeteiligung spricht auch die in Abschnitt 6.2.1 gefundene Beobachtung, daß die Winkelverteilungen des ca. 100 keV breiten unteren Meßbereichs weitgehend durch die Angabe von Direktmatrixelementen beschrieben werden kann. Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter $\Theta_L = 135^\circ$ mit diesen Matrixelementen führt auf eine fast gleiche Anregungsfunktion wie die in Abb. 2 dargestellte (Abweichungen innerhalb der Strichstärke). Eine solche Diskrepanz, welche zusätzlichen Resonanzen (wie bei Breuer) zuzuordnen wäre, kann aus dem Vergleich mit den gemessenen Anregungsfunktionen nicht festgestellt werden. Damit entfallen die von Breuer vorgebrachten Argumente für zwei Resonanzen bei $E_p = 400$ keV.

3.) Für die $J^\pi = 1^-$ -Resonanz bei $E_p = 650$ keV wurde gezeigt, daß die Argumente für ihre Existenz, nämlich der Verlauf der Koeffizienten A_1 und A_2 bei $E_p \approx 680$ keV, bei der Zunahme der Direktreaktion zu einer wesentlich schwächeren, schmaleren und höherliegenden Resonanz mit der Zuordnung $J^\pi = 0^+$ führen. Es wurde getestet, ob ihre Einführung in der ursprünglichen Zuordnung und Lage zur weiteren Verbesserung der Anpassung führt, wobei die Breite der Resonanz in Schritten von 25 keV und die Stärke frei variiert wurden. Die maximale Stärke bestimmte sich auf diese Weise zu $8,5 \mu\text{b}$ bei einer Breite von $\Gamma = 200$ keV. Der χ^2 -Wert verringerte sich dabei um 1 %, woraus sich ein sicherer Nachweis der Existenz dieser Resonanz nicht ableiten läßt.

Die nur qualitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment dürfte nur zum Teil durch die Aufteilung der Ausgleichsverfahren in Einzelschritte bei jeweils eingeschränkter Anzahl freier Parameter zu erklären sein. Entsprechend der χ^2 -Änderung der abschließenden Fits im Prozentbereich kann auch die Unsicherheit der Parameterbestimmung gegenüber einem vollkommen frei variierenden Ausgleich auf wenige Prozente geschätzt werden. Durch die Bedingung, die Kombination von acht Koeffizienten gleichzeitig an jeder Stelle wiederzugeben, wurde die Wahrscheinlichkeit für ein Nebenminimum der χ^2 -Funktion und damit einen insgesamt unrichtigen Parametersatz durch die Hinzugewinnung der Polarisationskoeffizienten weiter verringert.

Das experimentelle Bild vielfacher Interferenzen ist Ausdruck der komplexen Vorgänge bei der Reaktion bei mittlerer Anregungsenergie (13 MeV) in einem mittelschweren Kern. Sie lassen nur eine phänomenologische Beschreibung wie die R-Matrix-Analyse zu, die implizit folgende Näherungen enthält:

- keine Differenzierung der Anregung nach inneren Freiheitsgraden;
- Annahme eines definierten Kernrands;
- Vernachlässigung der Kopplung unterschiedlicher Ausgangskanäle;
- Vernachlässigung des Einflusses gebundener Zustände;
- Russel-Sounders-Kopplung.

Der Einfluß einer Variation des Kernradius wurde am Verhalten des b_0 -Koeffizienten nach Berechnung der reinen Direktreaktion untersucht. Wird der Faktor f des Wechselwirkungsradius $r_0 = f (A^{1/2} + B^{1/2})$ (siehe Kapitel 3) um 20 % verändert, so ändert sich das Verhältnis $\frac{b_0(520 \text{ keV})}{b_0(200 \text{ keV})}$ um 10 %. Da in diesem Energiebereich die r_0 -abhängigen Potentialphasen und Penetrabilitäten besonders stark energieabhängig sind, ist der Einfluß von Variationen von r_0 auf das Resonanzgebiet noch geringer.

Eine Abschätzung für die übrigen oben angeführten Näherungen würde den Vergleich mit einem grundlegend anderen Ansatz erfordern, für den es im Rahmen dieser Arbeit keinen praktikablen Zugang gab.

7. Zusammenfassung

Die bereits von anderen Autoren durchgeführte experimentelle Untersuchung der Reaktion $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha)^{16}\text{O}$ wurde erweitert durch eine Bestimmung der Analysierstärke für die Reaktion im Energiebereich $454 \text{ keV} \leq E_{\text{p}} \leq 849 \text{ keV}$ der einfallenden Protonen unter Laborwinkeln $\Theta_{\text{L}} = 20^{\circ}$ bis 160° . Durch Mittelung des Protonenspins wurden auch Winkelverteilungen des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts gewonnen.

Die Winkelverteilungen dieser beiden Observablen wurden durch Legendre-Polynome ausgeglichen. Die auf den integrierten Wirkungsquerschnitt normierten Koeffizienten der unpolarisierten Winkelverteilungen stimmen gut mit der Messung von Isoya [5] überein.

Die R-Matrix-Theorie wurde in konsequenter Weise, durch Erstreckung auf den gesamten Meßbereich, unter Berücksichtigung mehrerer überlappender Resonanzen und Einbeziehung eines Direktprozesses, zur Analyse der Messungen verwendet.

Als Ergebnis resultiert eine nicht zu vernachlässigende Direktreaktionsbeteiligung und eine Neubestimmung eines Teils der Zustände in ^{20}Ne , welche in Tabelle 11b zusammengestellt sind. Dieses neue Niveauschema unterscheidet sich von dem bisherigen in Tabelle 11a dargestellten Schema hauptsächlich durch die folgenden Einzelheiten:

- 1.) Wegfall der beiden Energiezustände bei $E_{\text{p, res}} = 400 \text{ keV}$.
- 2.) Das Niveau bei $E_{\text{p}} = 650 \text{ keV}$ ist unsicher. Ein solches wird von der Messung unter Zugrundelegung einer konsequenten Anwendung der R-Matrix-Theorie nicht gefordert.
- 3.) Bei $E_{\text{p, res}} = 726 \text{ keV}$ tritt ein weiteres, der bisherigen Beobachtung entgangenes Niveau mit der Zuordnung $J^{\pi} = 0^{+}$ auf.

A n h a n g

Zur Umrechnung der Legendre-Koeffizienten und Partialbreiten

1. Umrechnung der Legendre-Koeffizienten

Die Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nach Legendre-Koeffizienten wird in dieser Arbeit nach Seiler und Baumgartner [21] vorgenommen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_L B_L \cdot P_L(\Theta) .$$

Isaya [5] benützt dafür die Entwicklung

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{8} \sum_L b_L \cdot P_L(\Theta) .$$

Der Zusammenhang der Koeffizienten beider Ansätze ergibt sich daraus zu

$$B_L = \frac{\lambda^2}{8} b_L .$$

2. Umrechnung der Partialbreiten

Die in dieser Arbeit benützten Partialbreiten γ_c tragen die Dimension $\text{keV}^{\frac{1}{2}}$. Isaya [11] gibt die Partialbreiten in Einheiten $(10^{-12} \text{ keV cm})^{\frac{1}{2}}$ an, welche auf den Wechselwirkungsradius $(r_0)_c$ des zugehörigen Kanals bezogen sind. Für eine Umrechnung ergibt sich folgende Beziehung:

$$\gamma_c^2 [\text{keV}] = 10 \frac{\gamma_c^2 [10^{-12} \text{ keV cm}]}{(r_0)_c [\text{fm}]}$$

3. Zur Angabe des Resonanzwirkungsquerschnitts σ_{res}

Die Angabe des Resonanzwirkungsquerschnitts σ_{res} meint den integrierten Wirkungsquerschnitt unter der Annahme, daß keine Überlagerung durch andere Resonanzen stattfindet (Anwendung der 1-Niveau-Breit-Wigner-Formel). σ_{res} stellt im Zusammenhang mit mehreren Reaktionswegen eine reine Rechengröße dar, welche durch folgende Beziehung definiert ist:

$$\sigma_{\text{res}} = 4\pi \lambda^2 (2J + 1) P_1(E_{p,\text{res}}) P_1(E_{\alpha,\text{res}}) \frac{\gamma_p^2 \gamma_{\alpha}^2}{\Gamma^2}$$

(λ^2 = de Broglie-Wellenlänge des Protons;

$P_1(E_{p,\text{res}})$, $P_1(E_{\alpha,\text{res}})$ = Eingangs- bzw. Ausgangspenetrab.;

J = Gesamtdrehimpuls des angeregten Zustands;

l = Bahndrehimpuls der Reaktionskanäle.)

Literaturverzeichnis

1. F.Ajzenberg-Selove: Nucl.Phys. A300 (1978) 174
2. G.Breuer: Z.Physik 154 (1959) 339
3. M.Gari: "Can neutral currents be seen in nuclei?"
in: "Interaction studies in nuclei"; Hrsg. H.Jochim,
B.Ziegler; North-Holland; Amsterdam 1975, S. 308
4. M.Disqué: Dissertation, Mainz 1978
5. A.Isoya, H.Ohmura, T.Momota: Nucl.Phys. 7 (1958) 116
6. G.M.Lerner, J.B.Marion: Nucl.Instr.Meth. 69 (1969) 115
7. R.Garacciolo et al.: Lett.Nuovo Cim. 11 (1974) 33
8. H.Lorentz-Wirzba, C.Rolfs: Arbeitsbericht der Beschleunigergruppen 1977; Institut für Kernphysik, Uni Münster
9. W.B.McLean, A.Ellett, J.A.Jacobs: Phys.Rev. 58 (1940) 500
10. J.F.Streib, W.A.Fowler, C.C.Lauritsen: Phys.Rev. 59 (1940) 253
11. A.Isoya: Nucl.Phys. 7 (1958) 126
12. P.E.Hodgson: "Nucl.React. and Nucl.Struct."; Oxford;
Clarendon 1971
13. R.M.Craig, B.Hird, C.J.Kost, T.Y.Li: Phys.Lett. 21 (1966) 177
14. R.M.Craig, B.Hird, C.J.Kost, T.Y.Li: Nucl.Phys.A96 (1967) 367
15. J.G.Likely, F.P.Brody: Phys.Rev. 104 (1956) 118
16. H.D.Holmgren, C.B.Fulmer: Phys.Rev. 132 (1963) 2644
17. K.L.Warsh, G.M.Temmer, H.R.Blieden: Phys.Rev. 131 (1963) 1690
18. H.R.Blieden: Phys.Lett. 3 (1963) 257
19. K.L.Warsh, S.Edwards: Nucl.Phys. 65 (1965) 382
20. G.M.Temmer: Phys.Rev.Lett. 12 (1964) 330
21. F.Seiler, E.Baumgartner: Nucl.Phys. A153 (1970) 193
22. A.M.Lane, R.G.Thomas: Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 257
23. F.Barker: Austr.J.Phys. 25 (1972) 341
24. G.Clausnitzer, R.Fleischmann, H.Schopper:
Z.Physik 144 (1956) 336
25. H.Schober: Diplomarbeit, Mainz 1966
26. O.Traudt: Diplomarbeit, Mainz 1974
27. H.Spinka, T.Tombrello, H.Winkler: Nucl.Phys. A164 (1971) 1
28. J.B.Marion, F.C.Young: "Nucl.React.Analysis"; North-
Holland; Amsterdam 1968
29. T.S.Webb et al.: Phys.Rev. 99 (1955) 138
30. M.Disqué: Diplomarbeit, Mainz 1974

31. R.A.Arndt, D.D.Long, L.D.Roper: Nucl.Phys. A209 (1973) 429
32. R.M.Freeman, G.S.Mani: Proc.Phys.Soc. 85 (1965) 267
33. N.Kumar, F.C.Barker: Nucl.Phys. A167(1971) 434
34. B.Conrad: Nucl.Instr.Meth. 14 (1961) 41
35. F.Ajzenberg-Selove, T.Lauritsen: Nucl.Phys. A227 (1974) 1

Lebenslauf

Name: Otto Theophil Traudt
geboren: am 9.4.1948 in Urspring/Alb-Donau-Kreis
Eltern: Katharina und Ferdinand Traudt
Familienstand: verheiratet mit Ulrike Kron-Traudt
Bildungsweg: 1955 - 59 Volksschule Thaleischweiler/
Pfalz
1959 - 61 Altsprachliches Herzog-Wolf-
gang-Gymnasium Zweibrücken
1961 - 67 Altsprachliches Gymnasium
Bad Kreuznach
Juni 1967 Reifeprüfung
ab WS 67/68 Physikstudium an der Johan-
nes-Gutenberg-Universität Mainz
April 1970 Vordiplom
August 1974 Diplomabschluß
April 1972 - August 1974 Diplomarbeit
am Max-Planck-Institut für Chemie:
"Erhöhung der Meßgenauigkeit einer Ap-
paratur zur Streuung von polarisierten
Protonen durch Einbau eines Atragam-
Winter-Überganges. Vorversuche zum Nach-
weis der magnetischen Coulomb-Streuung."
1976 - 79 Doktorarbeit
15.2.1980 Mündliche Doktorprüfung
Prakt.Tätigkeiten: 1975 - 76 Hilfsassistent am Physikali-
schen Praktikum der Uni Mainz
seit Oktober 1975: Wissenschaftlicher
Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für
Chemie in Mainz

Herrn Professor Dr.H.Wäffler möchte ich für die Überlassung der Arbeit, die großzügige Bereitstellung der Mittel sowie für viele Anregungen meinen besonderen Dank aussprechen. Für ihre stete Hilfsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung, insbesondere bei den oft umfangreichen Umbau- und Instandsetzungsarbeiten der Beschleunigeranlage, danke ich meinen Kollegen, Herrn J.Ohlert und Herrn R.Weber. Herrn Dr.H.Schober danke ich für viele hilfreiche Diskussionen, in gleicher Weise den Herren Dr.M.Disqué und Dr. M.Kröning, die einen Teil der Messung mitbetreuten. Den Herren der Elektronikgruppe danke ich für den Bau der Stretch-and-Hold-Elektronik sowie für die schnelle Hilfestellung bei apparativen Problemen, den Damen und Herren der Rechengruppe für die Bereitstellung einiger Programme. Die umfangreichen Programme wurden hauptsächlich an dem durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützten Rechenzentrum der Universität Mainz durchgeführt.

